

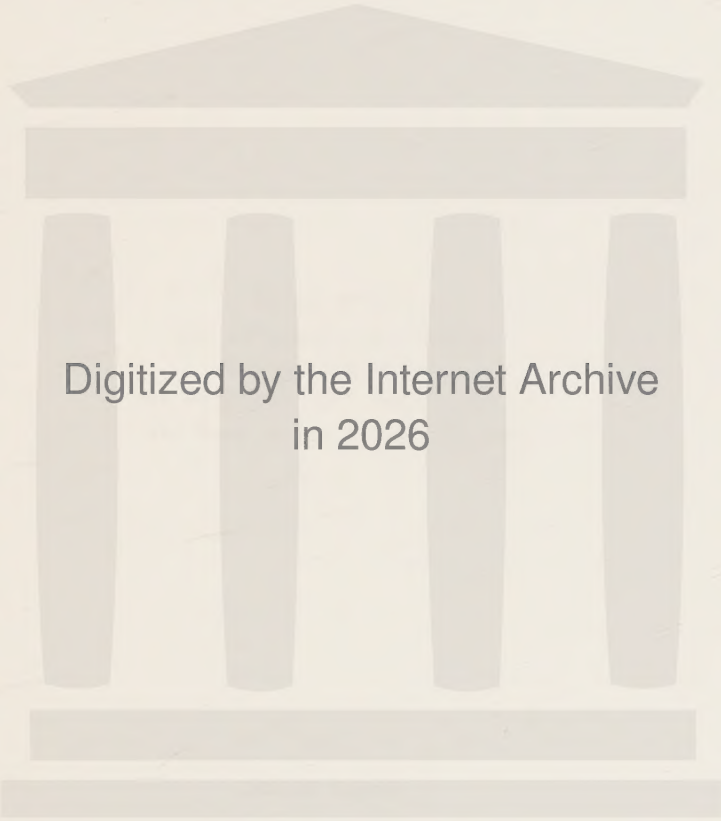
**Untersuchung der Möglichkeit einer passiven
Not- und Nachkühlung eines neuen
Schnellen Brüter Kerns**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Fakultät für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Ahmad Zahedi
aus Iran

Bochum 1987





Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung der Möglichkeit einer passiven
Not- und Nachkühlung eines neuen
Schnellen Brüter Kerns

Dissertation
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Fakultät für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Ahmad Zahedi
aus Iran

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 10.Dez..1986

Tag der mündlichen Prüfung : 03.März.1987

Referent : Prof.Dr. rer. nat. A. Ziegler

Korreferent: Prof.Dr.-Ing. H. Kremer

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Ruhr-Universität Bochum.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr.rer.nat.A.Ziegler für seine wertvollen Anregungen und seine fördernde Unterstützung sowie für den großzügigen Freiraum zu eigener Initiative.

Herrn Prof.Dr.-Ing. H.Kremer danke ich für sein wohlwollendes Interesse an dieser Studie und für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Ferner möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls bedanken, die durch ihre stetige Hilfsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bochum, März 1987

Ahmad Zahedi

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung

1.1 Der Brutreaktor als eine unerschöpfliche Energiequelle

1.2 Das neue Brutreaktorkonzept

1.3 Problemstellung

1.4 Beschreibung des tankinternen Kreislaufes

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Poröses Medium Formulierung und Quasi-Kontinuum Modell

2.2 Mittelwertbildung

2.3 Die Gleichung für Massenerhaltung

2.4 Die Impulsgleichung

2.5 Die innere Energiegleichung

2.6 Zusammenfassung

3. Numerische Berechnung

3.1 Numerischer Algorithmus

3.2 Kontinuitäts- Impulserhaltungs- und Energiegleichung

3.3 Finite Differenzen - Überlegung

3.4 Zusammenfassung von Programmablauf und Berechnungszyklus

3.5 Stabilitätsbedingungen der numerischen Lösung

- 3.6 Randbedingungen
- 3.7 Wärmedurchgang beim Tauchkühler
- 3.8 Diskussion der Berechnungsergebnisse
- 3.9 Zusammenfassung
- 4. Nachzerfallswärmeabfuhr beim JOYO durch Naturumlauf
- 5. Nachzerfallswärmeabfuhr beim SNR-300 durch Naturumlauf
- 6. Anhang
- 7. Literaturverzeichnis

1. Einführung

1.1 - Der Brutreaktor als eine unerschöpfliche Energiequelle

1.2 - Das neue Brutreaktorkonzept

1.3 - Problemstellung

1.4 - Beschreibung des tankinternen Kreislaufes

1.1 Der Brutreaktor als eine unerschöpfliche Energiequelle

Bedingt durch den steigenden Energiebedarf und durch die Einsicht, daß dieser Bedarf in den nächsten Jahrzehnten sinnvoll durch Kernenergie gedeckt werden kann, laufen seit den sechziger Jahren in allen führenden Industrieländern Versuche mit dem Ziel, die vorhandenen Uranvorräte besser zu nutzen als in Leichtwasserreaktoren.

Dies führte zur Entwicklung der Reaktorsysteme mit über 1 liegenden Konversionsraten, die während ihres Betriebes mehr Spaltstoff erzeugen als sie verbrauchen, den sogenannten Schnellen Brutreaktoren. Diese können die Ausnutzung des Natururans in ganz entscheidendem Maße verbessern.

Die Brennstoffzyklusstudien zeigen an, daß ungefähr 60 bis 80 mal mehr Energie von einer eingesetzten Menge Urans in einem Schnellen Brutreaktor gewonnen werden kann als beim Leichtwasser-Reaktor. Durch die Entwicklung des fortgeschrittenen Druckwasserreaktors ist dieser Faktor unter 60 gesunken.

Dies bedeutet, daß das Uran bei Einsatz in SBR eine unerschöpfliche Energiequelle für einige tausend Jahre darstellt. Daher hat der Schnelle Brutreaktor für die zukünftige Energieversorgung eine große Bedeutung.

Schnelle Brutreaktoren sind auf lange Sicht sowohl notwendig als auch vorteilhaft, weil sie Abfallprodukte aus der Urananreicherung, nämlich das Uran-238, sowie aus der Wiederaufarbeitung, nämlich das Pu-239, verwerten können.

Zum Vergleich mit Leichtwasserreaktoren bzw. thermischen Reaktoren haben die Schnellen Brüter einige Vorteile wie z.B. folgende:

- Die Schnellen Brüter werden im Uran-Plutonium Zyklus betrieben, Plutonium als Spaltstoff und Uran als Brutstoff.

Brutreaktoren nutzen Plutonium aus Reaktoren als Spaltstoff, verwenden es also wieder und entschärfen so gleichzeitig die sonst gravierende Entsorgungsfrage, d.h. die Spaltung von Pu in Brutreaktoren ist ein entscheidender Faktor zur Entlastung der Endlagerung.

- Die Brutreaktoren nutzen U-238 als Brutstoff, welches zu 99% in Natururan vorhanden ist. Sie sind ohne Vorratsprobleme, denn in der Form des Verfahrensgases UF₆ ist es heute Abfallprodukt der Anreicherung.
- Die Brutreaktoren erzeugen mehr Spaltstoff als sie verbrauchen bei einer Brutrate höher als eins.

Als Kühlmittel wird bei SBR das flüssige Metall Natrium benutzt. (Tabelle 1 , Vorteile und Nachteile des Natriums als Kühlmittel in SBR)

Der natriumgekühlte Schnelle Brutreaktor weist anlagentechnische Charakteristika auf, die bezogen auf Leichtwasserreaktoren höhere Kosten bedingen.

Aus sicherheitstechnischen Gründen ist ein Natrium-Zwischenkreislauf wegen der Aktivierung des Natriums erforderlich. Natrium ist wegen seiner chemischen Eigenschaften ein schwieriger zu handhabendes Kühlmittel als Wasser , was zu einer komplizierten und teuren Verfahrenstechnik führt.

Ziegler / 1 / schätzt diese Anlagekosten auf das 1,2 - 1,4 - fache eines vergleichbaren Leichtwasserreaktors. Zwei Typen von Primärsystemen werden benutzt, das sogenannte Pool - System und das Loop - System. Beim Pool-System sind die Komponenten Reaktor, primäre Natrium-Pumpe und Zwischenwärmetauscher in einem großen Natrium-Pool in einem Tank angeordnet, wie beim Superphenix in Frankreich. Beim Loop-System befinden sich die primären Natrium-Pumpen und die Zwischenwärmetauscher außerhalb des Reaktortanks, wie beim SNR-300 in der Bundesrepublik Deutschland., Abb.1 .

Der einzige Testreaktor, welcher ein Pool-System hat, ist der EBR II (USA) , alle andere Testreaktoren benutzen ein Loop-System z.B.: FFTF (Fast Flux Test Facility, USA, Westinghouse, 400MW) , JOYO (Japan, 1977, 100MW), KNK - II (BRD, 1977, 58MW). In Abb. 2 und Tabelle 2 und 3 sind die SBR der Welt dargestellt.



1.2 Das neue Brutreaktorkonzept

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen einer Studie entstanden, die der Lehrstuhl für Reaktortechnik zur Weiterentwicklung Schneller Brüter langfristig verfolgt.

Energiewirtschaftliche Bedeutung einerseits, aber derzeit noch nicht konkurrenzfähige Wirtschaftlichkeit andererseits, motivieren die Unternehmungen zur Systemverbesserung, um die Vorteile Schneller Brutreaktoren sinnvoll nutzbar zu machen.

Der Lehrstuhl für Reaktortechnik der Ruhr-Universität Bochum befaßt sich mit einer Verbesserung des Reaktorkernaufbaus.

Die zur Zeit übliche Bauweise der Elemente mit sogenannten Brennelementkästen erscheint nicht zwingend notwendig und hat einige Nachteile.

Die Übergang zu kastenlosen offenen Brennelementen, wie er bei Druckwasserreaktoren, die anfangs auch mit geschlossenen Brennelementen gebaut wurden, erst nachträglich vollzogen worden ist, würde einen erheblichen Fortschritt bedeuten.

Das Konzept des offenen Kerns, welches durch Ziegler / 1 / vorgeschlagen worden ist, ist wesentlich durch den Verzicht auf Brennelementkästen gekennzeichnet.

Es muß hier darauf hingewiesen werden, daß durch Weglassen der Brennelementkästen der Brutfaktor bedeutend erhöht wird, was einer der wesentlichen Faktoren für das kastenlose Konzept ist.

Das Ziel des neuen Konzepts ist, auf die Stahlkästen zu verzichten und die Funktion der Stahlkästen durch andere Maßnahmen zu ersetzen.

Die Funktionen der Brennelementkästen sind folgende:

- Drosselung des Kühlmitteldurchsatzes am Fuß der Elemente zur Anpassung der Strömungsgeschwindigkeit an die jeweilige örtliche Leistungsdichte.
- Begrenzung der Ausdehnung einer Natrium-Dampf-Blase in radialer Richtung bei Störfällen.
- Die Aufnahme der Kräfte durch die Halterung und Verspannung des Kerns.
- Schutz vor Beschädigung während der Brennelementhandhabung.

Nachteile der Brennelementkästen:

- Parasitäre Absorption von Neutronen im Stahl
- Die nur einmal für die gesamte Einsatzzeit der Brennelemente eingestellte Kühlkanaldrosselung am Fuß der Brennelementkästen kann man nicht mehr während der Reaktorbetriebszeit variieren.

Mit zunehmendem Aufbau von Plutonium verändert sich jedoch die Leistung in der radialen Brutzone. Die Kühlmittelströme können sich jedoch nicht dem neuen Zustand anpassen.

- Es gibt einen höheren Energieeigenbedarf der Anlage für die Primärpumpen wegen des größeren axialen Druckverlustes über den Kern, welcher zu einem schlechten Gesamtwirkungsgrad führt.
- Radiale Temperaturgradienten über den Kern bewirken Temperaturgradienten auf dem Umfang jedes Kastens. Der Kern wird zur Oberkante hin nach außen deformiert. Bei behinderter Krümmung treten starke Biegespannungen auf.

- Anlagerung von Brennelementkästen und thermisch kaum belasteten Absorberkästen bedingt konstruktive Probleme durch unterschiedliche Ausdehnung.

Das neue Konzept des offenen Kerns ohne Brennelementkästen behebt diese obenerwähnten Nachteile.

Die Vorteile der offenen Anordnung des Kerns:

- Verbesserte Neutronenökonomie hinsichtlich der Brutrate, also kürzerer Verdopplungszeit, dem einzusetzenden Inventar, dem Abbrand und der Anfangsanreicherung.
- Niedrigere Pumpenleistung im Primärkreislauf wegen des geringeren Druckverlustes. Dieser ist das Resultat der größeren freiverfügbaren Strömungsfläche.
- Nahezu gleichmäßige Temperaturverteilung in radialer Erstreckung über den Kern, also geringere Temperaturgradienten, welche zu weniger Thermospannungen führen.
- Keine sicherheitstechnischen Nachteile bei Natriumsieden.

Der Grundgedanke des angestrebten neuen Schnellbrüterkonzepts ist eine Anordnung mit offenen Brennelementen, bei der die Strömungsführung so gestaltet wird, daß am Kernaustritt eine über den ganzen Querschnitt etwa konstante Temperatur erreicht wird.

Der Schwerpunkt der Entwicklung liegt in der Gestaltung der Strömungsführung des Kühlmittels. Die Anpassung der Strömung an die lokale Leistungsdichteverteilung soll durch eine Strömungsumlenkung mit Hilfe von Schikanen im Brutmantelbereich (Blanket) bewirkt werden. Dadurch wird ein Strömungsfeld mit deutlicher Querströmung vor allem im Bereich des Blankets erzeugt. Siehe Abb. 5 Geometrische Anordnung, Abb. 6 Stromlinien-Feld, Abb. 7 Kühlmitteltemperatur. Das vorgeschlagene Konzept und daraus resultierende technische Anforderungen führten zu einer Neukonstruktion des Kerns.

Die veränderten Bedingungen erfordern eine Neukonstruktion der Brennelemente und vor allem der Absorberelemente, die von Goswami /13 / durchgeführt wurde (siehe Abb. 8).

Die physikalischen Berechnungen des neuen Kerns wurden von LOER/6/ durchgeführt. Auf der Grundlage der Mehrgruppen-theorie, die auch für den Referenzreaktor zum Einsatz kam, wurde das Neutronenspektrum, die kritische Anreicherung und der Spaltstoffeinsatz unter Beachtung der Abbrandeffekte sowie die Neutronenfluß- und Leistungsdichteverteilung ermittelt. (Siehe Abb. 9 Leistungsdichteverteilung, Abb. 10 Typisches Druckfeld, Tabelle 4 Die Brennelementdaten des neuen Kerns und des Referenzkerns Mark Ia SNR-300 und Tabelle 5 Einige Größen des offenen Kerns).

Ziegler führte einen semi-empirischen Ansatz zur Analyse des Strömungsfeldes in einem engen Stabgitter mit Hilfe anisotroper Widerstandsfunktionen ein.

Experimentelle Untersuchungen behandelten insbesondere diese Winkelabhängigkeit der Widerstandsfunktion bei der Schräganströmung im Stabgitter. (Böttgenbach /11 /, Winter /16 / und Hollenhorst /17 /).

Es gibt wesentliche Unterschiede zwischen der physikalischen Beschreibung des Strömungsfeldes in einem Reaktor mit offenen Brennelementen und dem SNR 300 .

Die konventionelle axiale Kühlmittelführung innerhalb von Brennelementkästen gestattet eine eindimensionale Auslegung einzelner repräsentativer Kühlkanäle. Wichtigstes konstruktives Merkmal einer offenen Kernanordnung ist jedoch die Schräganströmung im Stabgitter.

Zur besseren Beurteilung der konzeptbedingten Eigenschaften wurde eine Anordnung gewählt, die weitestgehend mit dem SNR 300 als Referenzkern vergleichbar ist.

Bente /30 / hat die thermohydraulische Analyse des neuen Kerns durchgeführt.

1.3 Problemstellung

Die hauptsächliche Aufgabe des Schnellen Brutreaktors ist es, elektrischen Strom zu produzieren. Dies wird durch Übertragung der Energie aus nuklearer Spaltung zu einem Dampfsystem und Betrieb eines Turbinen-Generators durchgeführt.

Das Wärmetransportsystem besteht aus dem primären und dem sekundären Natrium-System sowie dem Dampfkreislauf.

Die Hauptkomponenten im Natrium-System sind folgende:

Reaktortank , primäre Natriumpumpe , Zwischenwärmetauscher , sekundäre Natriumpumpe und Dampferzeuger.

Das sekundäre System wird benutzt, um die Möglichkeit der Berührung zwischen dem radioaktiven Natrium im primären System

(hauptsächlich Na-24 ,Halbwertszeit 15 h) und dem Wasser im Dampferzeuger zu vermeiden.

Für Notkühlfälle kommt dem Nachwärmeabfuhrsystem besondere Bedeutung zu.

Dieses System besteht beim SBR aus Natrium - Luft Wärmetauschern, geschlossenen Natriumkreisläufen und Tauchkühlern im Reaktortank.

Die Komponenten im Nachwärmeabfuhrsystem sind so angeordnet, daß die Nachwärme bei Ausfall aller Pumpen durch Naturkonvektion abgeführt werden kann.

Dieses sogenannte " Backup-Nachzerfallswärmeabfuhrsystem " eines SBR soll so entwickelt werden , daß Kernschäden bei Wärmeabfuhr durch Naturkonvektion auch für Langzeitkühlung ausgeschlossen bleiben.

Nachkühlsystem oder Nachzerfallswärmeabfuhrsystem:

Nach dem Abschalten des Reaktors wird noch Wärme durch Zerfallen der Spaltprodukte im Reaktor produziert.

Außerdem wird auch Wärme durch den Beta-Zerfall von U-239 und Np-239 erzeugt.

In Abbildung 3 ist die Wärme des Spaltprodukt-Zerfalles des FFTF gezeigt.

Die Komponenten im Reaktor-Wärme-Transport-System werden so angeordnet, daß die Nachzerfallswärme beim extremen Störfall des Ausfalles aller aktiven Komponenten durch die Naturkonvektion abgeführt werden kann.

Die Sicherheitsdiskussionen der vergangenen Jahre zeigen ein zunehmendes Interesse der Wissenschaftler an inhärenter Sicherheit. Natürliche Konvektion ist ein inhärentes, selbst-regulierendes Phänomen.

Die Anwendung der natürlichen Konvektion für die Nachzerfallswärmeabfuhr durch flüssiges Metall bei Schnellen Brutreaktoren führt zur Erhöhung der Zuverlässigkeit.

Die Existenz der natürlichen Konvektion gibt den Reaktoroperatoren in Kernkraftwerken ein großes Vertrauen, weil die Wahrscheinlichkeit des Ausfalles der gesamten erzwungenen Konvektion nicht Null ist.

Ferner wird eine Verringerung der Kraftwerkskonstruktionskosten erwartet, wenn z.B. andere Nachzerfallswärmeabfuhrsysteme unnötig sind.

Obwohl die Aspekte der Naturkonvektion bei der Entwicklung der Schnellen Brutreaktoren berücksichtigt sind, wird aber normalerweise die Nachzerfallswärme durch erzwungene Konvektion abgeführt.

Die Analyse verschiedener Unfälle bei experimentellen SBR haben nachgewiesen, daß die Vorteile der Naturkonvektion genutzt werden können, woraus ein größeres Sicherheitspotential resultiert .

Obwohl die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, müssen bei Versagen des gesamten Hauptkühlsystems zwei Systeme im Kraftwerk perfekt funktionieren, nämlich Abschaltsystem und Nachkühlsystem.

Die Entwicklung im Bereich des Schnellen Brüterreaktorprogramms beinhaltet die Notwendigkeit eines sehr zuverlässigen Abschalt- und Wärmeabfuhrsystems.

Das neue Sicherheitskonzept der Schnellen Brutreaktoren ist ein wirksames Nachwärmeabfuhrsystem durch einen inhärenten Prozeß, welcher durch einen zeitabhängigen Temperaturunterschied zwischen den vertikalen Teilen des Reaktors verursacht wird, d.h. Naturkonvektion innerhalb des Reaktortanks und Naturkonvektion in dem luftgekühlten Kreislauf.

Naturkonvektion im Reaktortank ist eine wesentliche Voraussetzung des Notkühlsystems.

Der Reaktor wird ausgerüstet mit einem Notkühlsystem, das die Nachzerfallswärme über Natrium-Tauchkühler aus dem Tank transportiert.

Das Notkühlsystem wird räumlich separat und völlig unabhängig vom Hauptkühlsystem gebaut.

Das Notkühlsystem wird erst dann aktiv, wenn alle Hauptkühlssysteme gleichzeitig ausfallen. Obwohl die Wahrscheinlichkeit eines solchen Notfalls sehr sehr klein ist, soll ein Notkühlsystem vorhanden sein, um Kernbeschädigungen zu vermeiden.

Jeder Notkühlkreislauf wird aus einem Tauchkühler im Reaktortank, einem Luftkühlsegment und eventuel einer Elektromagnetischen Pumpe bestehen.

Die Nachzerfallswärme wird über das Notkühlsystem abgeführt, wenn bei der bestimmten Störfallsituation die Nachzerfallswärmeabfuhr über die Hauptkühlkette nicht mehr möglich ist.

Die Notwendigkeit des Notkühlsystems ergibt sich bei folgenden Situationen:

- Ausfall aller Hauptkühlketten infolge eines Störfalles.
- Unterschreiten des Notspiegels, welcher für die Nachzerfallswärmeabfuhr über die Hauptkühlketten erforderlich ist.
- Einwirkungen von außen wie zum Beispiel Flugzeugabsturz auf die Anlage.

Die Notkühlkreisläufe erhalten höchstmögliche Diversität gegenüber den Hauptkreisläufen durch:

Wärmeabgabe an die Atmosphäre durch Luftkühlkreisläufe mit Zwangsdurchlauf der Luft und tankinternem Naturumlauf.

Das Notkühlsystem wird von den Hauptkühlketten durch Unabhängigkeit von der Komponenten und Raumkühlung getrennt.

Betrieb und Funktion der Notkühlkreisläufe werden völlig unabhängig vom Betrieb der Hauptkühlketten sein.

Störfälle im Notkühlsystem werden keine Auswirkung auf die Funktionsfähigkeit der Hauptkühlsysteme haben.

Störfälle in einem Notkühlkreislauf werden nicht zu Folgeschäden oder Beeinträchtigungen der Betriebsbereitschaft für die übrigen Notkühlkreisläufe führen.

Das neue Konzept bietet eine Verbesserungsmöglichkeit im Bereich der Anlagen- und Betriebstechnik z.B. durch Übergang zu einer Not- und Nachkühlung durch Naturumlauf an.

Beim SNR-300 wird die Strömung bei Naturumlauf wie folgt beschrieben:

Das Natrium im Kern steigt auf bis zum oberen Plenum und strömt über einen Kanal durch Tauchkühler. Es gibt im radialen Blanket Rückströmung, obwohl hier Wärme frei wird.

Eine solche Strömung wie beim SNR-300 hat den Nachteil, daß der Strömungswiderstand relativ groß ist. Abb. 11.

In neuem Konzept wurden Kanäle extra für die Rückströmung im sogenannten Ringraum vorgesehen. In Spaltzone und Blanket gibt es nur Aufwärtsströmung, und im Ringraum gibt es Rückströmung. Durch diese Strömungsführung entsteht ein kleinerer Strömungswiderstand.

Im Gegensatz zum SNR 300 kommt die vereinfachte Notkühleinrichtung des neuen Konzepts ohne Notstromdiesel aus.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Wärmeabfuhr durch die tankinterne Zirkulation des neuen Konzeptes zu berechnen.

1.4 Beschreibung des tankinternen Kreislaufes

Die Tauchkühler sind in dem freien Raum zwischen dem Stahlreflektor und der Brutzone oberhalb der obersten Schikane eingesetzt. Jeder Tauchkühler ist an einen Sekundärkreislauf gekoppelt.

Die sekundäre elektromagnetische Natrium-Pumpe wird mit einem speziellen Notversorgungssystem betrieben.

Die tertiäre Wärmeabfuhr wird durch die natürliche Konvektion über einen Luftkühler durchgeführt, Abb.12.

Das Hauptproblem des Notkühlsystems ist die Wärmeübertragung vom Kern zum Tauchkühler. Es ist unmöglich, dieses Problem durch Wärmeleitung zu lösen.

Die Nachzerfallswärme beträgt ca 35 MW (5%), und es ist nur durch Massenübertragung möglich, die Leistung von 35 MW von dem Kern zum Tauchkühler zu transportieren. Deshalb braucht man eine direkte Verbindung zwischen unterem Plenum und dem oberem axialen Blanket.

Es gibt eine Möglichkeit, diese Verbindung ohne zusätzliche Einrichtungen herzustellen, und zwar durch Benutzung des Ringraums für die Rückströmung.

Die Abb.13 zeigt die Zielvorstellung des Strömungswegs im Fall von Naturumlauf.

Die Leistungsdichte im Kern ist sehr viel höher als die im axialen Blanket.

Dieser Leistungsdichteunterschied im Kern führt zu einer Temperaturdifferenz zwischen Core-Natrium und Blanket-Natrium. Deshalb steigt das Core-Natrium und mit geringerer Geschwindigkeit auch das Blanket-Natrium aufwärts, und wegen der Kontinuitäts-

bedingungen strömt die gleiche Menge Natrium durch den Ringraum zurück.

Das heiße Natrium, welches den Kern verläßt, erreicht den Natriumspiegel (Notspiegel) und strömt in radialer Richtung zum Tauchkühler.

Wegen der Wärmeabgabe an den Tauchkühler nimmt die Temperatur des Natriums ab und das kalte Natrium strömt durch den Ringraum von oben nach unten zurück .

Der Vorteil eines solchen Strömungsweges besteht darin, daß die Gesamtheit des Tanknatriums sich an der Zirkulation beteiligt.

In die Schikanen des Ringraums sind Rohre mit Rückschlagklappen eingebaut, Abb. 14.

Es gibt während des normalen Betriebs in allen drei verschiedenen Zonen, Spaltzone, Brutzone und Ringraum, nur die Aufwärtsströmung, sodaß die Klappen der Rückströmrohre im Ringraum geschlossen sind. Im Fall von Naturumlauf kehrt sich das Druckgefälle im Ringraum um und die Klappen öffnen sich. Deshalb wird der Rohrquerschnitt für Rückströmung frei, und Natrium kann durch den Ringraum von oben nach unten durchströmen.

Der Naturkonvektionsprozeß zum Wärmetransport vom Kern zum Tauchkühler ist ein wesentlicher Teil des Notkühl-systems. Das Natrium im Kern wird durch die Nachzerfallswärme der Spaltprodukte erwärmt und diese Wärme muß durch Tauchkühler und Luftkühler abgeführt werden.

Die Wärmeabfuhr durch tankinterne Zirkulation wird für das Eintreten der folgenden Störfälle analysiert:

- Hypothetische Zerstörung sämtlicher Primärkreisläufe

- Zerstörung der Hauptwärmesenke durch äußere Einwirkung
- Ausfall aller Hauptkühlsysteme

Zur Behandlung der Naturkonvektion speziell in einem offenen Stabgitter wurde ein analytisches Modell für den Reaktor entwickelt.

Der Kern wird eingeteilt in 3 Zonen:

- Spaltzone, in der der wesentliche Teil der Nachzerfallswärme erzeugt wird.
- Brutzone
- Ringraum für Rückströmung

Das thermohydraulische Verhalten jeder Zone wird durch Transportgleichungen beschrieben (zweidimensionales Modell, r, z).

Eine Berechnungsmethode wurde entwickelt, um die zeit- und ortsabhängigen thermohydraulischen Größen zu bestimmen.

Ein spezieller Computer-Code wurde entwickelt, welcher das dynamische Verhalten der tankinternen Strömungen beschreibt.

Die Quasi-Kontinuum Modellvorstellung mußte für die Anforderungen des offenen Kerns theoretisch formuliert und zur numerischen Lösung aufbereitet werden.

Die Berechnungen wurden für einen Unfall durchgeführt, wobei das Natriumniveau im Tank infolge einer Fraktur der Hauptleitung auf den Notspiegel absinkt.

Dieser bleibt erhalten auch wenn das Abschalten der Pumpen versagt.

Die Ergebnisse der Berechnungen sollen demonstrieren, daß die tankinterne Naturkonvektion fähig ist, die Nachzerfallswärme von den Brennelementen zum Tauchkühler zu transportieren.

Neue Fortschritte in der numerischen Lösungstechnik für das System der quasilinearen partiellen Differentialgleichungen macht die Lösung der komplexen technischen Probleme möglich.

Die nukleare Industrie benutzt eine große Anzahl von Computer-Codes für stationäre sowie transiente Zustände des nuklearen Systems.

Eine Reihe von Codes dienen der Analyse des gesamten nuklearen Systems.

Die thermohydraulischen Überlegungen sind beim Störfall sehr bedeutend, weil der Kern die Spaltprodukte beinhaltet. Deswegen wurden viele experimentelle und analytische Studien durchgeführt.

Die Methode der Analyse, die in dieser Arbeit präsentiert wird, unterscheidet sich von vielen anderen Codes, die schon existieren.

Die Basisgleichungen in dieser Arbeit wurden durch Mittelwertbildung der fluidmechanischen Gleichungen erreicht.

Die erhaltenen Gleichungen sind zweidimensional (Zylindersymmetrie). Die Gleichungen werden in Zeitschritten gelöst.

Die Wärmedehnung des flüssigen Metalls Natrium wird berücksichtigt. Das Stabgitter wird ohne Rücksicht auf die Feinstruktur als poröses Medium aufgefaßt im Sinne der Quasi-Kontinuums-Theorie.

Die Beschreibung des Stabgitters wird auf Eigenschaften wie Volumenporosität, Strömungswiderstände, volumenverteilte Wärmequellen und andere Eigenschaften reduziert. Der ganze Kern kann durch ein Quasi-Kontinuum ersetzt werden.

2. Theoretische Grundlagen

- 2.1 - Poröses Medium Formulierung und Quasi-Kontinuum Modell
- 2.2 - Mittelwertbildung
- 2.3 - Die Gleichung für Massenerhaltung
- 2.4 - Die Impulsgleichung
- 2.5 - Die innere Energiegleichung
- 2.6 - Zusammenfassung

2.1 Poröses Medium Formulierung und Quasi-Kontinuum Modell

Die Quasi-Kontinuum Gleichungen werden für die Erhaltung der Masse , des Impulses und der Energie für ein finites Kontrollvolumen in Integral- und Differentialform geschrieben.

Das System besteht aus einem einphasigen Fluid mit diskreter stationärer Festkörperstruktur.

Volumenporosität, Flächenpermeabilität, volumenverteilter Widerstand und volumenverteilte Wärmequellen(oder Senken) werden systematisch in der Ableitung berücksichtigt.

Das Konzept der Volumenporosität und des volumenverteilten Widerstands und der volumenverteilten Wärmequellen ist das Ergebnis des lokalen Volumen-Mittelwertbildungsprozesses.

Die Größe eines Kontrollvolumens, welches für den lokalen Volumenmittelwert benutzt wird, ist in Relation zur Dimension der Anordnung bedeutsam.

Für ein typisches Stabgitter muß die Größe des Kontrollvolumens, in dem der lokale Mittelwert gebildet wird, größer sein als eine einzelne Brennstabzelle mit zugehörigem Kühlmittel.

Für die vorgesehene Anwendung soll ein Kontrollvolumen in jedem Fall größer als die Einheitszelle in der Dreiecksanordnung des Stabgitters gewählt werden.

Flächen- und volumenbezogene Mittelwerte sind identisch, Bente / 30 / .

Die Anisotropie eines porösen Mediums wird im volumenverteilten Widerstand durch unterschiedliche Widerstandsterme für die einzelnen Raumrichtungen berücksichtigt.

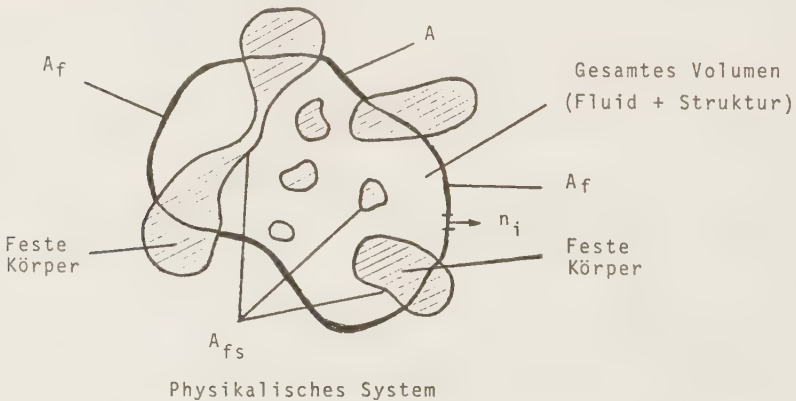
Die anisotrope Charakteristik des Stabgitters kann durch die Benutzung einer angemessenen lokalen Flächenpermeabilität und des volumenverteilten Widerstandes modelliert werden.

Die Wärme kann durch die feste Struktur produziert oder absorbiert werden.

Man betrachtet einen willkürlichen Bereich im System, welcher durch eine Fläche geschlossen und dessen Volumen V ist .

Ein Teil von V , welches aus Fluid besteht, ist V_f und die totale Fluid-Struktur-Grenzfläche ist A_{fs} .

Ein Teil der Fläche A , durch die das Fluid strömen kann, ist A_f . Ein schematisches Bild des Bereichs ist in der Abbildung gezeigt.



Einige von den Festkörpern können die Oberfläche A durchdringen.

Der Bereich, der vom Kühlmittel durchströmt wird, wird von einer Vielzahl teils unregelmäßiger fester Strukturen unterbrochen. Daher wird unter Verzicht auf die Feinstruktur der Übergang auf ein Quasi-Kontinuum vollzogen.

Dieses Modell bedient sich lokal gemittelter Variablen, wie sie zur Auslegung einer Großkomponente vollkommen ausreichen.

Der Herleitung des Modells seien zwei Effekte vorangestellt, die für die Definition der Mittelwerte zu beachten sind:

1. Geometrischer Effekt:

Die Präsenz des festen Körpers verringert das durchström-
bare Volumen und die durchströmbare Oberfläche.

2. Physikalischer Effekt:

Durch den festen Körper wird außerdem die Impuls- und
Wärmeübertragung beeinflusst.

Die sinngemäße Übertragung von einer realen Anordnung auf ein Quasi-Kontinuum als idealisiertes System ist nur so gestattet, daß die obigen Eigenschaften erhalten bleiben.

Der geometrische Effekt wird berücksichtigt durch Einführen der Volumenporosität und Oberflächen-Permeabilität in die Basisgleichungen.

Der physikalische Effekt wird berücksichtigt durch Betrachtung der festen Körper in einem Kontrollvolumen als volumenverteilte Strömungswiderstände sowie volumenverteilter Wärmequellen (-Senken) für den Wärmeübergang.

Bei Berücksichtigung des Konzepts von Volumenporosität und Oberflächen-Permeabilität wird angenommen, daß ein reales System, bestehend aus zahlreichen festen Körpern, durch ein idealisiertes System mit fein verteilten festen Körpern ersetzt werden kann, sodaß beide Systeme die gleiche Volumenporosität und gleiche Oberflächen-Permeabilität haben.

Die Quasi-Kontinuum-Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung für ein finites Kontrollvolumen werden von den Grundgleichungen in Integralform und Differentialform hergeleitet.

Das System (Reaktorkern) wird als ein einphasiges Fluid mit diskreten ortsfesten Strukturen aufgefaßt.

Die Volumenporosität, Oberflächen-Permeabilität sowie die volumenverteilten Strömungswiderstände und Wärmequellen (-senken) werden systematisch in der Herleitung berücksichtigt.

$$V = V_f + V_s$$

V ist das gesamte Kontrollvolumen

V_f ist das gesamte Fluidvolumen

V_s ist das gesamte Festkörpervolumen

Im allgemeinen ist nur ein Teil der Oberfläche frei zur Durchströmung durch das Fluid.

Wir definieren:

n_i : Einheitsvektor zu jedem willkürlichen Oberflächenelement dA

v_i : Lokale Fluidgeschwindigkeit, entweder innerhalb des Volumens oder auf der Oberfläche

ρ : Fluiddichte

γ_v : Lokale Volumenporosität als den Anteil des Volumenelementes dV , der durch das Fluid besetzt ist.

γ_V kann die Werte zwischen null und eins haben ($0 < \gamma_V < 1$).

Wenn dV sich ganz in dem Festkörper befindet ist $\gamma_V = 0$
und wenn dV sich ganz im Fluid befindet gilt $\gamma_V = 1$

Wenn dV sich zum Teil in dem Festkörper befindet und zum Teil im Fluid, dann gilt $0 < \gamma_V < 1$. Daher im allgemeinen:

$$0 \leq \gamma_V \leq 1.$$

γ_A : Lokale Oberflächen-Permeabilität als der Anteil des lokalen Oberflächen-Elementes dA , das frei zur Durchströmung ist.

Analog zu γ_V liegt γ_A zwischen 0 und 1

$$0 \leq \gamma_A \leq 1.$$

Die Mittelwert-Volumenporosität des Gebietes R ist:
(Über das gesamte Volumenelement dV gemittelter Wert)

$$\gamma_V = \frac{1}{V} \int_V \gamma_V dV \quad 2.1$$

und seine Mittelwert-Oberflächen-Permeabilität ist:
(Über das gesamte Oberflächelement dA gemittelter Wert)

$$\gamma_A = \frac{1}{A} \int_A \gamma_A dA \quad 2.2$$

A_f ist die unversperrte Fläche von A , die verfügbar ist für die Fluidströmung.

$$A_f = \int_A \gamma_A dA, \quad 2.3$$

$$A_f = \gamma_A \cdot A \quad \text{und} \quad V_f = \gamma_V \cdot V$$

Unter A_{sf} sowie A_{fs} wird die gesamte Fluid-Struktur Grenzfläche, also die Struktur-Oberfläche innerhalb eines

Volumens verstanden.

Hinweis: A_{fs} beinhaltet die Anteile von den Festkörpern, die durch A geschnitten sind und $A \neq A_f + A_{fs}$.

2.2 Mittelwertbildung

Einige nützliche Definitionen zur Mittelwertbildung:

Wir betrachten ein Gebiet, welches aus einem einphasigen Fluid und dem volumenverteilten stationären Festkörper besteht.

-Lokaler Volumenmittelwert, intrinsic Mittelwert und Flächenmittelwert:

(Intrinsic : gemeint ist, daß die Größe nur über das Fluidvolumen gemittelt wird und nicht über das Gesamtvolumen)

Wir nehmen an, daß ψ eine Größe des Fluids ist wie z.B.: Geschwindigkeit, Dichte, Temp., etc. Es kann eine Skalargröße oder eine Vektorgröße sein.

Der lokale Volumenmittelwert der Größe ψ ist definiert durch:

$$\bar{\psi} = \frac{1}{V} \int_V I(\vec{p}) \psi \, dV \quad 2.4$$

$\vec{p}$ ist der Positionsvektor.

Die Indikator-Funktion wird so definiert:

$I(\vec{p}) = 1$, Wenn der Endpunkt von $\vec{p}$ im Fluid ist,

$I(\vec{p}) = 0$, Wenn der Endpunkt von $\vec{p}$ im Festkörper ist.

Eine gleichwertige Form der Gleichung ist:

$$\bar{\psi} = \frac{1}{V} \int_{V_f} \psi \, dV \quad 2.5$$

Der lokale intrinsic Volumenmittelwert von ψ ist:

$$3i_{<\psi>} = \frac{\Delta}{V_f} \int_{V_f} \psi \, dV \quad 2.6$$

Ebenfalls ist der lokale Flächenmittelwert von ψ :

$$2i_{<\psi>} = \frac{\Delta}{A} \int_A I(\vec{p}) \psi \, dA = \frac{1}{A} \int_{A_f} \psi \, dA \quad 2.7$$

A_f bedeutet den Anteil von A , welcher durch das Fluid besetzt ist. Der intrinsic Flächenmittelwert ist:

$$2i_{<\psi>} = \frac{\Delta}{A_f} \int_{A_f} \psi \, dA \quad 2.8$$

- Volumenporosität und Flächen-Permeabilität

Die Relation des Fluidvolumens V_f zum gesamten Kontrollvolumen V wird als Volumenporosität γ_v definiert, denn:

$$\gamma_v = \frac{V_f}{V} \quad 2.9$$

$V_f = \int_V I(\vec{p}) \cdot dV$, deshalb kann man für γ_v folgende Gleichung schreiben:

$$\gamma_v = \frac{1}{V} \int_V I(\vec{p}) \, dV \quad 2.10$$

$$\text{und} \quad 3i_{<\psi>} = \gamma_v \quad 3i_{<\psi>} \quad 2.11$$

Analog zur Volumenporosität kann man für die Flächen-Permeabilität auch eine solche Gleichung schreiben.

Wir definieren die Flächen-Permeabilität γ_A für jede Fläche (nicht unbedingt geschlossen,) wie folgt:

$$\gamma_A = \frac{\Delta A_f}{A} = \frac{1}{A} \int_A I(\vec{p}) dA \quad 2.12$$

wobei A_f der Anteil von A ist, welcher durch das Fluid besetzt ist .

$$\langle \psi^2 \rangle = \gamma_A \langle \psi^2 \rangle \quad 2.13$$

2.3 Die Gleichung für Massenerhaltung

Das Prinzip der Massenerhaltung besagt, daß die Erhöhung der Fluidmasse in einem Kontrollvolumen V gleich dem Netto-Strom über die Oberfläche ist.

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho \gamma_V dV + \int_A \rho v_i n_i \gamma_A dA = 0 \quad 2.14$$

Das ist die Kontinuitätsgleichung in Integralform und die Kontinuitätsgleichung in Differentialform ist:

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad 2.15$$

Bildet man von der Gleichung 2.15 den Mittelwert mit Hilfe von Gleichung 2.4 ergibt sich:

$$3 \left\langle \frac{\delta \rho}{\delta t} \right\rangle + 3 \left\langle \nabla \cdot \rho \vec{v} \right\rangle = 0 \quad 2.16$$

$$\text{oder} \quad \gamma_V \frac{\delta \langle \rho \rangle}{\delta t} + \gamma_A \langle \langle \rho \vec{v} \rangle \rangle = 0 \quad 2.17$$

oder in der geeigneten Form für die numerische Anwendung:

$$\gamma_V \frac{\delta \langle \rho \rangle}{\delta t} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \langle \rho u \rangle \rangle)}{\Delta r} + \frac{\gamma_A (\langle \langle \rho u \rangle \rangle)}{r} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \langle \rho v \rangle \rangle)}{\Delta z} = 0$$

wobei: 2.18

$\langle \rho \rangle$ der wirkliche(intrinsic) Volumenmittelwert ist und

$\langle \langle \rho u \rangle \rangle$, $\langle \langle \rho v \rangle \rangle$ sind die wirklichen(intrinsic) Flächenmittelwerte.

2.4 Die Impulsgleichung

Das Prinzip der Erhaltung des Impulses verlangt, daß die Zunahme des Impulses der Fluidmasse im Kontrollvolumen V plus dem Nettoimpulsstrom durch die Fläche A gleich der Summe der Erdbeschleunigungskraft und der Flächenkraft auf die Fluidmasse ist, daher:

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho v_i \gamma dV + \oint_A \rho v_i v_j n_j \gamma_A dA = \int_V \rho X_i \gamma_V dV - \int_{A_f + A_{fs}} p n_i dA + \int_{A_f + A_{fs}} \tau_{ji} n_j dA \quad 2.19$$

τ_{ji} : Scherspannung

n_j : Normalenvektor

X_i : Schwerebeschleunigung

Den zweiten und dritten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.19 kann man wie folgt schreiben:

$$-(\int_{A_f} p n_i dA + \int_{A_{fs}} p n_i dA) + (\int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA + \int_{A_{fs}} \tau_{ji} n_j dA) \quad 2.20$$

Diese Impulserhaltungsgleichung bilanziert die Summe der angreifenden Kräfte gegenüber der Impulsänderung.

Offenbar wirken die Oberflächenkräfte, nämlich Druck und Scherspannung, auf zwei grundsätzlich zu unterscheidende Flächen.

Der erste Anteil wirkt innerhalb des Fluids, also an einer Fluid-Fluid-Oberfläche. Ganz im Gegensatz dazu wirkt der zweite Anteil auf die Grenzfläche zwischen Fluid und Struktur. Die formale Trennung

$$\int_{A_f + A_{fs}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA = \int_{A_f} p n_i dA - \int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA + \int_{A_{fs}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA$$

gewinnt also tiefere Bedeutung.

2.21

Der Beitrag des Drucks auf A_{sf} definiert den Formwiderstand, während der zweite Teil den Reibungswiderstand an der benetzten Oberfläche ausmacht.

Das Wesen der in dieser Arbeit verfolgten, von Ziegler / 1 /, vorgeschlagenen Methode besteht darin, eine relativ einfache, das Stabgitter kennzeichnende Widerstandsfunktion zu benutzen, um so eine lösbare Formulierung zu erhalten.

Diese läßt sich zwanglos in Konsistenz mit der obigen exakten Mittelwertbildung interpretieren.

Die Zusammenfassung der beiden Integrale über die Fluid-Struktur-Grenzflächen repräsentiert ohne Einschränkung gerade denjenigen gesamten Impulsübertrag, der durch das Vorhandensein der inneren Struktur bedingt ist.

Dazu wird eine äquivalente, auf das geometrische Volumen V bezogene dispergierte Widerstandsfunktion R_i zunächst formal definiert.

$$-\int_{A_{fs}} p n_i dA + \int_{A_{fs}} \tau_{ji} n_j dA = - \int_V R_i \gamma_v dV \quad 2.22$$

Das negative Vorzeichen auf der rechten Seite der Gleichung ist durch die Konvention festgelegt, daß dieser Widerstand die Fluidbewegung bremst.

Die Beiträge zur Scherspannung an fluidinternen Flächen A_f sind gegenüber dem Impulsverlust an der Vielzahl der Oberflächen geringfügig, d.h.:

$$\int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA \ll \int_V R_i \gamma_v dV \quad 2.23$$

Sie sind bei den experimentell ermittelten Druckverlustdaten ohnehin in den Reibungstermen R_i enthalten.

Deshalb reicht es ohne Beschränkung der Allgemeingültigkeit aus, die Reibungsterme allein für den inneren Impulsverlust am Stabgitter zu berücksichtigen.

Der Sinn des bisher Erreichten liegt darin, weg von den nur

im Fluidvolumen gültigen Gleichungen zu einer Formulierung zu gelangen, die im ganzen geometrischen Volumen V mit der Oberfläche A Gültigkeit besitzt. So hat die Integration der Gleichungen die Feinstruktur herausgehoben.

Durch Benutzung der Gleichung 2.22 und der Ungleichung 2.23 kann die Gleichung 2.19 wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho v_i v_j dV + \delta \int_A \rho v_i v_j n_j dA = \int_V \rho X_i v_j dV - \int_{A_f} p n_i dA - \int_V R_i v_j dV \quad 2.24$$

Das ist die gewünschte Impulserhaltungsgleichung in Integral-Form für ein fixiertes Kontrollvolumen V mit der Fläche A , welches aus fixierten und dispergierten Strukturen besteht.

Es wird hier darauf hingewiesen, daß man Gleichung 2.19 durch Integration der Differentialgleichung für die Fluidbewegung erhalten kann

$$\frac{\delta(\rho v_i)}{\delta t} + \frac{\delta(\rho v_i v_j)}{\delta x_j} = \rho X_i - \frac{\delta P}{\delta x_i} + \frac{\delta \tau_{ji}}{\delta x_j} \quad 2.25$$

Diese Gleichung ist gültig für jeden Punkt des Fluidkontinuums.

Man multipliziert die Gleichung 2.25 mit dV_f und integriert über das Fluidvolumen V_f , dann ergibt sich:

$$\int_{V_f} \frac{\delta(\rho v_i)}{\delta t} dV_f + \int_{V_f} \frac{\delta(\rho v_i v_j)}{\delta x_j} dV_f = \int_{V_f} \rho X_i dV_f - \int_{V_f} \frac{\delta P}{\delta x_i} dV_f + \int_{V_f} \frac{\delta \tau_{ji}}{\delta x_j} dV_f \quad 2.26$$

und

$$(1) \quad \int_{V_f} \frac{\delta(\rho v_i)}{\delta t} dV_f = \frac{\delta}{\delta t} \int_{V_f} \rho v_i dV_f = \frac{\delta}{\delta t} \int_{V_f} \rho v_i \gamma_V dV = \int_{V_f+V_S} \frac{\delta}{\delta t} \rho v_i \gamma_V dV = \int_{V_f} \frac{\delta}{\delta t} \rho v_i \gamma_V dV \quad (\gamma_V=0 \text{ in } V_S) \quad 2.26.1$$

$$dV_f = \gamma_V dV$$

$$(2) \quad \int_{V_f} \frac{\delta(\rho v_i v_j)}{\delta x_j} dV_f = \int_{A_f+A_{fs}} \rho v_i v_j n_j dA = \int_{A_f} \rho v_i v_j n_j dA_f = \int_A \rho v_i v_j n_j \gamma_A dA \quad 2.26.2$$

(Gauss-Divergenz-Theorie, $\gamma_A = 0$,
überall auf A, wo es nicht A_f ist) / 4 / .

$$(3) \quad \int_{V_f} \rho X_i dV_f = \int_{V_f} \rho X_i \gamma_V dV = \int_V \rho X_i \gamma_V dV \quad 2.26.3$$

($\gamma_V = 0$, überall in V, wo es nicht V_f ist)

$$(4) \quad \int_{V_f} \frac{\delta P}{\delta x_i} dV_f = \int_{A_f+A_{fs}} P n_i dA \quad (\text{Gauss Div. Theo.}) \quad 2.26.4$$

$$(5) \quad \int_{V_f} \frac{\delta \tau_{ji}}{\delta x_j} dV_f = \int_{A_f+A_{fs}} \tau_{ji} n_j dA \quad 2.26.5$$

Durch Einsetzen der verschiedenen Gleichungen von 2.26.1 bis 2.26.5 in die Gleichung 2.26 ergibt sich die Gleichung 2.19.

Durch Verwendung der Gleichung 2.24 im Kontrollvolumen V ergibt sich die Gleichung 2.27, welche für die numerische Lösung geeignet ist.

$$\gamma_V \frac{\delta \langle \rho u \rangle}{\delta t} + \frac{\Delta(\gamma_A \langle \rho u^2 \rangle)}{\Delta r} + \frac{\gamma_A \langle \rho u^2 \rangle}{r} + \frac{\Delta(\gamma_A \langle \rho u v \rangle)}{\Delta z} = -\gamma_V \langle \rho \rangle g_r - \frac{\Delta(\gamma_A \langle \rho \rangle)}{\Delta r} - \gamma_V \langle R_r \rangle \quad 2.27$$

Diese Gleichung ist die r-Komponente der Impulsgleichung.

In dieser Gleichung haben die verschiedenen gemittelten Größen folgende Bedeutung:

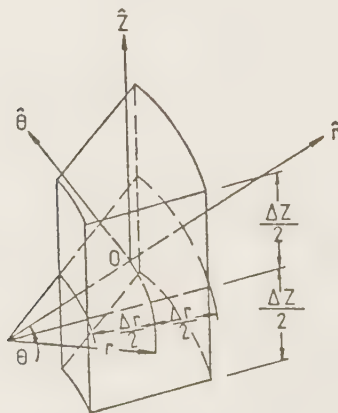
$$\langle \rho u \rangle \equiv \frac{1}{\Delta V_f} \int_{\Delta V_f} \rho u dV \quad 2.28$$

$$\langle R_i \rangle \equiv \frac{1}{\Delta V_f} \int_{\Delta V_f} R_i dV \quad 2.29$$

$\langle \langle \rho u^2 \rangle \rangle$, $\langle \langle \rho uv \rangle \rangle$ und $\langle \langle p \rangle \rangle$ sind die wirklichen (intrinsic) Flächenmittelwerte.

Durch Verfolgen der gleichen Prozedur wie bei der r-Komponente der Impulsgleichung ergibt sich folgende Gleichung als z-Komponente der Impulsgleichung:

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\delta \langle \rho v \rangle}{\delta t} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \langle \rho uv \rangle \rangle)}{\Delta r} + \frac{\gamma_A \langle \langle \rho uv \rangle \rangle}{r} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \langle \rho v^2 \rangle \rangle)}{\Delta z} = \\ - \gamma_v \langle \rho \rangle g_z - \frac{\Delta (\gamma_A \langle \langle p \rangle \rangle)}{\Delta z} - \gamma_v \langle R_z \rangle \end{aligned} \quad 2.30$$



Typisches Kontrollvolumen in allgemeiner Zylindergeometrie

2,5 Die innere Energiegleichung

Die dritte Basisgleichung ist die innere Energiegleichung. Die innere Energiegleichung in Integralform kann wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho e \gamma dV + \frac{\delta}{\delta t} \int_A \rho e v_i n_i \gamma dA = - \int_V P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} \gamma dV - \int_{A_f + A_{fs}} q_i n_i dA + \int_V (Q + \phi) \gamma dV \quad 2.31$$

Es sei hier darauf hingewiesen, daß die Gleichung 2.31 auch durch Integration der Differentialgleichung für die innere Energie hergeleitet werden kann, d.h.

$$\rho \frac{de}{dt} = -P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} - \frac{\delta q_i}{\delta x_i} + Q + \phi \quad 2.32$$

wobei

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\delta}{\delta t} + v_i \frac{\delta}{\delta x_i} \quad 2.33$$

über das Fluidvolumen V_f .

Diese Differentialgleichung ist anwendbar überall in dem Fluid-Kontinuum in V_f .

Man darf die Gleichung 2.32 wie Gleichung 2.34 schreiben

$$\frac{\delta(\rho e)}{\delta t} + \frac{\delta(\rho e v_i)}{\delta x_i} = -P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} - \frac{\delta q_i}{\delta x_i} + Q + \phi \quad 2.34$$

Durch Multiplizieren der Gleichung 2.34 mit dV_f und Integrieren der Gleichung über das Fluidvolumen V_f ergibt sich die Gleichung 2.35

$$\int_{V_f} \frac{\delta(\rho e)}{\delta t} dV_f + \int_{V_f} \frac{\delta(\rho e v_i)}{\delta x_i} dV_f = - \int_{V_f} P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} dV_f - \int_{V_f} \frac{\delta q_i}{\delta x_i} dV_f + \int_{V_f} (Q + \phi) dV_f \quad 2.35$$

und

$$(1) \int_{V_f} \frac{\delta(\rho e)}{\delta t} dV_f = \frac{\delta}{\delta t} \int_{V_f} \rho e dV_f = \frac{\delta}{\delta t} \int_{V_f} \rho e \gamma dV = \frac{\delta}{\delta t} \int_{V_f + V_s} \rho e \gamma dV$$

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho e \gamma dV \quad 2.35.1$$

$$(2) \int \frac{\delta(\rho e v_i)}{V_f \delta x_i} dV_f = \int \frac{\rho e v_i n_i dA}{A_f + A_{fs}} = \int \frac{\rho e v_i n_i dA_f}{A_f} + \int \frac{\rho e v_i n_i dA_{fs}}{A_{fs}} \quad = 0 \text{ da } v_i = 0$$

$$\int \frac{\rho e v_i n_i \gamma_A dA}{A_f} = \int \frac{\rho e v_i n_i \gamma_A dA}{A} \quad (\gamma_A = 0 \text{ bei } A \neq A_f) \quad 2.35.2$$

$$(3) \int \frac{P}{V_f} \frac{\delta v_i}{\delta x_i} dV_f = \int \frac{P}{V_f \delta x_i} \frac{\delta v_i}{v} \gamma_v dV = \int \frac{P}{V} \frac{\delta v_i}{\delta x_i} \gamma_v dV \quad 2.35.3$$

(Der Term (3) spielt in der inneren Energiegleichung eine untergeordnete Rolle)

$$(4) \int \frac{\delta q_i}{V_f \delta x_i} dV_f = \int \frac{q_i n_i dA}{A_f + A_{fs}} \quad 2.35.4$$

$$(5) \int \frac{(Q + \Phi)}{V_f} dV_f = \int \frac{(Q + \Phi) \gamma_v dV}{V_f} = \int \frac{(Q + \Phi) \gamma_v dV}{V} \quad 2.35.5$$

Φ ist die Dissipationsleistung.

Für die Dissipationsenergie gilt

$$\Phi \sim \underline{R} \cdot \underline{W} \quad 2.36$$

Bei einem typischen Druckverlust über das Stabgitter liegt die Dissipationsleistung in der Größenordnung von

$$\Phi \approx 10^5 \text{ W/m}^3 \quad 2.37$$

Im Vergleich zur nuklearen Leistungsdichte von durchschnittlich

$$\dot{Q} = 10^8 \text{ W/m}^3 \quad 2.38$$

und der Nachzerfallswärme

$$Q_N \approx 5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^3 \quad 2.39$$

ist daher die Dissipationsleistung vernachlässigbar.

Durch Einsetzen die Gleichungen 2.35.1 bis 2.35.5 in Gleichung 2.35 ergibt sich

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho e \gamma_V dV + \oint_{A_f + A_{fs}} \rho e v_i n_i \gamma_A dA = - \int_V P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} \gamma_V dV - \int_{A_f + A_{fs}} q_i n_i dA + \int_V (Q + \phi) \gamma_V dV \quad 2.40$$

Das ist die gewünschte innere Energiegleichung in Integralform.

Das Flächenintegral $\oint_{A_f + A_{fs}} q_i n_i dA$ kann so dargestellt werden:

(a)

$$\int_{A_f} q_i n_i dA_f = - \int_{A_f} \hat{k} \frac{\delta T}{\delta x_i} n_i dA_f = - \int_A \hat{k} \frac{\delta T}{\delta x_i} n_i \gamma_A dA \quad 2.41$$

(Dabei wird das Fouriersche Gesetz der isotropen Leitfähigkeit benutzt, und k ist die Wärmeleitfähigkeit des Fluids)

(b) $\int_{A_{fs}} q_i n_i dA_{fs}$ stellt die Rate der Energiefreisetzung bei allen Fluid-Struktur-Grenzflächen innerhalb von V dar, n_i ist der Einheits-Normalenvektor vom Fluid zur Struktur.

Deshalb ist es einfacher, eine äquivalente dispergierte Wärmequelle (Senke) pro Einheitsvolumen des Fluids $\dot{Q}_{rb}$ zu definieren.

$$- \int_{A_{fs}} q_i n_i dA_{fs} \equiv \int_V \dot{Q}_{rb} \gamma_V dV \quad 2.42$$

Bei Benutzung der Gleichung 2.41 und 2.42 kann die Gleichung 2.40 wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_V \rho e \gamma_V dV + \oint_A \rho e v_i n_i \gamma_A dA = - \int_V P \frac{\delta v_i}{\delta x_i} \gamma_V dV + \int_A \hat{k} \frac{\delta T}{\delta x_i} n_i \gamma_A dA + \int_V (\dot{Q}_{rb} + Q) \gamma_V dV \quad 2.43$$

Das ist die gewünschte innere Energiegleichung in Integralform. Sie hat die folgende physikalische Bedeutung:

Die Rate der Zunahme der inneren Energie der Fluidmasse in V + Netto-Strom der inneren Energie durch A =

Rate der thermodynamischen Druck-Arbeit auf Grund der Dichteänderung + Wärmeleitung durch den Teil von A , welcher frei für den Fluidstrom ist

+ Summe der freigewordenen Wärme

Durch Anwendung der Gleichung 2.43 in der Fluidmasse in V analog zur Impulserhaltungsgleichung ergibt sich

$$\begin{aligned} & \gamma_V \frac{\delta \langle p e \rangle}{\delta t} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \rho e u \rangle)}{\Delta r} + \frac{\gamma_A \langle \rho e u \rangle}{r} + \\ & \frac{\Delta (\gamma_A \langle \rho e v \rangle)}{\Delta z} = - \gamma_V P \left(\frac{\delta u}{\delta r} + \frac{u}{r} + \frac{\delta v}{\delta z} \right) + \\ & \frac{\Delta (\gamma_A \langle \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta r} \rangle)}{\Delta r} + \frac{\gamma_A \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta r}}{r} + \frac{\Delta (\gamma_A \langle \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta z} \rangle)}{\Delta z} + \gamma_V Q \end{aligned}$$

2.44

Wenn die Permeabilitäten identisch und gleich der Porosität sind, dann lauten die Basisgleichungen:

- Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\delta(\gamma\rho)}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma\rho u) + \frac{1}{r}(\gamma\rho u) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma\rho z) = 0 \quad 2.45$$

- Impulserhaltungsgleichung (Radial):

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t}(\gamma\rho u) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma\rho u^2) + \frac{1}{r}(\gamma\rho u^2) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma\rho uv) &= - \\ \frac{\delta}{\delta r}(\gamma P) - \gamma R_r & \end{aligned} \quad 2.46$$

- Impulserhaltungsgleichung (Axial):

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t}(\gamma\rho v) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma\rho uv) + \frac{1}{r}(\gamma\rho uv) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma\rho v^2) &= - \\ \frac{\delta}{\delta z}(\gamma P) - \gamma g_z - \gamma R_z & \end{aligned} \quad 2.47$$

- Innere Energiegleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t}(\gamma\rho e) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma\rho eu) + \frac{1}{r}(\gamma\rho eu) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma\rho ev) &= \\ \gamma P \left(\frac{\delta u}{\delta r} + \frac{u}{r} + \frac{\delta v}{\delta z} \right) + \frac{1}{r} \gamma \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta r} + \frac{\delta}{\delta r} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \right. & \\ \left. \frac{\delta e}{\delta r} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta z} \right) + \gamma \dot{Q} & \end{aligned} \quad 2.48$$

2.6 Zusammenfassung

Im vorausgegangenen Abschnitt wurde die allgemeine Form des Quasi - Kontinuum - Modells eingeführt. Die Anwendung auf ein enges Stabgitter, wie es im offenen Kern vorliegt, wurde hergeleitet.

Die Herleitung unterscheidet das Natrium als flüssige Phase von der Struktur als fester Phase ganz pauschal so wie sie aus Hüllrohr und keramischem Brennstoff zusammengesetzt ist.

Zwei Besonderheiten hat die vorliegende Studie:

- Die Anwendung des Modells auf ein Gitter mit zonenweise konstanten Natrium/Struktur - Volumenverhältnissen erzeugt zumindest zonenweise Gleichungen, die der Navier-Stokes Gleichung ähnlich sind. Dazu mußte allerdings die finite Differenzenform erst wieder als Differentialgleichung makroskopischer Variablen im Sinne eines Mittelwertes verstanden werden.
- Die unregelmäßige Berandung des zu bearbeitenden Gebietes stellt eine wesentliche Erschwernis dar. Ebenso besteht eine Anforderung darin, daß die Eigenschaften des Kerns wie Porosität und Widerstandsverhalten an einigen Linien diskrete Unstetigkeitsstellen besitzen.

Die makroskopische Beschreibung bringt Fluid - Struktur - Wechselwirkungsterme mit sich, die eine vereinfachte pauschale Darstellung erlauben. Dies sind vor allem Impulsverlust- und Wärmeübergangsterme. Der erstere faßt die makroskopisch wichtige strömungsführende Eigenschaft des Stabgitters zusammen. Wir verwenden die ZIEGLER'sche / 2 / anisotrope Widerstandshypothese.

3. Numerische Berechnung

- 3.1 - Numerischer Algorithmus
- 3.2 - Kontinuitäts- Impulserhaltungs- und Energiegleichung
- 3.3 - Finite Differenzen - Überlegung
- 3.4 - Zusammenfassung von Programmablauf und Berechnungs-
zyklus
- 3.5 - Stabilitätsbedingungen der numerischen Lösung
- 3.6 - Numerische Randbedingungen
- 3.7 - Wärmedurchgang beim Tauchkühler
- 3.8 - Diskussion der Berechnungsergebnisse
- 3.9 - Zusammenfassung

3.1 Numerischer Algorithmus

Eine der besten Techniken zur Lösung der zeitabhängigen Fluidströmungsprobleme ist das Marker - and - Cell oder kurz MAC - Verfahren, welches in seiner ursprünglichen Form von HARLOW , WELCH et.al./ 8 / entwickelt wurde.

Das MAC-Verfahren beschreibt die explizite Lösung der instationären, inkompressiblen Navier - Stokes Gleichung auf der Grundlage der primitiven Variablen u , v und P . Der Lösungszyklus setzt sich aus zwei Teilschritten zusammen. Nach der Berechnung neuer Geschwindigkeiten mittels der Navier - Stokes Gleichungen wird der zugehörige Druck über die Lösung einer Poisson - Gleichung bestimmt.

Während dieses Verfahren von HARLOW und WELCH hauptsächlich im Hinblick auf die Berechnung von Strömungen mit freien Oberflächen entwickelt wurde, sind die neueren Erweiterungen des MAC - Algorithmus / 9,10/ auch für Strömungsvorgänge in geschlossenen Kanälen anwendbar.

Im Gegensatz zum Original - MAC - Verfahren verwendet der weiterentwickelte SOLA - Code von HIRT, NICHOLS und ROMERO / 9 / keine Poisson - Gleichung zur Bestimmung des Drucks mehr.

Dieser wird vielmehr in einer implizit iterativen Prozedur simultan mit den Geschwindigkeiten nachkorrigiert. Im Folgenden soll der in dieser Arbeit zur Anwendung kommende MAC-Algorithmus detailliert beschrieben werden.

Die zu lösenden Grundgleichungen sind dabei die bereits erwähnten modifizierten Navier - Stokes Gleichungen und die innere Energiegleichung in zweidimensionalen Koordinaten.

In dieser Arbeit wurde der Computer- Code "NATCON" durch Anwendung des MAC - Verfahrens für das Flüssigmetall Natrium im Bereich eines Kerns mit unterschiedlichen Zonen entwickelt.

3.2 Kontinuitäts- Impulserhaltungs- und Energiegleichung

NATCON - Basisgleichung-Lösung-Algorithmus für Strömung in geschlossenen Gebieten:

- Bewegungsgleichung:

Die Gleichungen, die zu lösen sind, sind in zylindrischen Koordinaten achsensymmetrisch(r,z) geschrieben, wobei r die radiale Koordinate und z die axiale Koordinate ist.

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\delta(\gamma p)}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma \rho u) + \frac{1}{r}(\gamma \rho u) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma \rho z) = 0$$

Impulserhaltungsgleichung in radialer Richtung:

$$\frac{\delta}{\delta t}(\gamma \rho u) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma \rho u^2) + \frac{1}{r}(\gamma \rho u^2) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma \rho u v) = -\frac{\delta}{\delta r}(\gamma P) - \gamma R_r$$

Impulserhaltungsgleichung in axialer Richtung:

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t}(\gamma \rho v) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma \rho u v) + \frac{1}{r}(\gamma \rho u v) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma \rho v^2) \\ = -\frac{\delta}{\delta z}(\gamma P) - \gamma g_z - \gamma R_z \end{aligned}$$

Die Geschwindigkeitskomponenten u und v liegen in den Koordinatenrichtungen r und z.

P ist der Druck, g_z die Schwerkraft und ρ die Dichte.

Innere Energiegleichung:

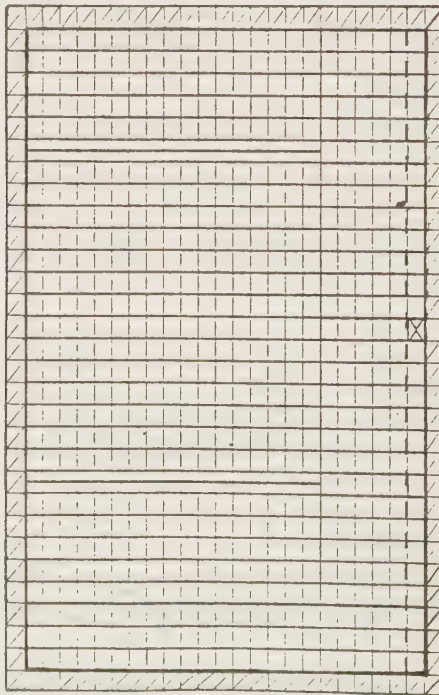
$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t}(\gamma \rho e) + \frac{\delta}{\delta r}(\gamma \rho e u) + \frac{1}{r}(\gamma \rho e u) + \frac{\delta}{\delta z}(\gamma \rho e v) \\ = \gamma P \left(\frac{\delta u}{\delta r} + \frac{u}{r} + \frac{\delta v}{\delta z} \right) + \frac{1}{r} \gamma \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta r} + \frac{\delta}{\delta r} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \right. \\ \left. \frac{\delta e}{\delta r} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \frac{\delta e}{\delta z} \right) + \gamma \dot{Q} \end{aligned}$$

3.3 Finite Differenzen - Überlegung

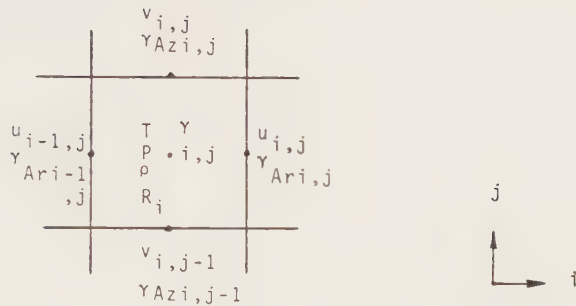
Die Finite - Differenzen - Zelle, die zur numerischen Lösung der Basisgleichungen benutzt worden ist, besteht aus rechteckigen Zellen mit der Breite Δr und der Höhe Δz .

Der Maschenbereich für das Fluid besteht aus IR Zellen in R-Richtung mit i als Index und JL Zellen in Z-Richtung mit j als Index.

Der Strömungsbereich wird durch fiktive Maschen umgeben, sodaß die komplette Zelle IEP= IR + 2 mal JEP= JL + 2 Maschen groß ist.



Diskretisierte Maschenanordnung, fiktive Zelle schraffiert



Anordnung der Finite - Differenzen - Variablen in einer typischen Zelle

Die u-Geschwindigkeitskomponenten sind auf den Mitten der vertikalen Kanten der Zelle und die v-Geschwindigkeitskomponenten auf den Mitten der horizontalen Kanten der Zelle definiert, während der Druck, die innere Energie, die Temperatur und die Dichte in der Zellenmitte definiert sind.

$u_{i,j}^n$ = u - Geschwindigkeitskomponente in der Mitte der rechten Seite der Zelle (i,j) beim Zeitpunkt n

$v_{i,j}^n$ = v - Geschwindigkeitskomponente in der Mitte der oberen Seite der Zelle (i,j) beim Zeitpunkt n

$p_{i,j}^n$ = Druck in der Zellenmitte (i,j) beim Zeitpunkt n

$\rho_{i,j}^n$ = Dichte in der Zellenmitte(i,j) beim Zeitpunkt n

$T_{i,j}^n$ = Temperatur in der Zellenmitte(i,j) beim Zeitpunkt n

$e_{i,j}^n$ = Spezifische innere Energie in der Zellenmitte(i,j), beim Zeitpunkt n

Die tiefgestellten Indizes sind für die Zellenposition gedacht und die hochgestellten Indizes sind für den Zeitpunkt, an welchem die Größen bestimmt werden.

$t = n \cdot \Delta t$ wobei Δt der Zeitschritt ist.

In vielen MAC-Verfahren werden Indizes mit gebrochenen Zahlen benutzt um die Größen, die an der Zellenkante lokalisiert sind, darzustellen, z.B.: $u_{i+1/2}$, d.h. r-Richtungsgeschwindigkeit an der rechten Seite der Zelle (i,j) .

In einem Fortran Programm darf man solche Indizes nicht benutzen. Deshalb werden alle Differentialgleichungen hier genauso geschrieben wie sie im Computer-Code erscheinen. Um die Basisgleichungen numerisch lösen zu können müssen sie erst in Differenzenform geschrieben werden.

Basisgleichungen in Differenzenform

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\delta}{\delta t} (\gamma \rho) + \text{div}(\gamma \rho \underline{w}) = 0 \quad 3.1$$

$$\frac{\delta}{\delta t} (\gamma \rho) + \frac{\delta(\gamma \rho u)}{\delta r} + \frac{\gamma \rho u}{r} + \frac{\delta(\gamma \rho v)}{\delta z} = 0 \quad 3.2$$

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (\gamma \rho) + \frac{\Delta(\gamma \rho u)}{\Delta r} + \frac{\gamma \rho u}{r} + \frac{\Delta(\gamma \rho v)}{\Delta z} = 0 \quad 3.3$$

(1) (2) (3) (4)

$$(1): \quad \frac{\Delta(\gamma \rho)}{\Delta t} = \gamma_{t,j} \frac{\rho_{i,j}^{n+1} - \rho_{i,j}^n}{t} \quad 3.3.1$$

$$(2): \quad \frac{\Delta(\gamma \rho u)}{\Delta r} = \frac{(\gamma \rho u)_{i,j}^{n+1} - (\gamma \rho u)_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta r} =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta r} \{ u_{i,j}^{n+1} (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} - \gamma_{i+1,j} \rho_{i+1,j}^{n+1}) / 2.0 + \\ & \alpha * |u_{i,j}^{n+1}| (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} - \gamma_{i+1,j} \rho_{i+1,j}^{n+1}) / 2.0 - \\ & u_{i-1,j}^{n+1} (\gamma_{i-1,j} \rho_{i-1,j}^{n+1} + \gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1}) / 2.0 - \\ & \alpha * |u_{i-1,j}^{n+1}| (\gamma_{i-1,j} \rho_{i-1,j}^{n+1} - \gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1}) / 2.0 \} \end{aligned}$$

3.3.2

$$(3): \quad \frac{(\gamma \rho u)_{i,j}}{r} =$$

$$\frac{1}{\Delta r(i-1)} = \{ u_{i,j}^{n+1} \cdot (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} + \gamma_{i+1,j} \rho_{i+1,j}^{n+1}) / 2.0 +$$

$$\alpha * |u_{i,j}^{n+1}| \cdot (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} + \gamma_{i+1,j} \rho_{i+1,j}^{n+1}) / 2.0 \}$$

3.3.3

$$(4): \frac{\Delta(\gamma \rho v)}{\Delta z} = \frac{(\gamma \rho v)_{i,j} - (\gamma \rho v)_{i,j-1}}{\Delta z} =$$

$$\frac{1}{\Delta z} \{ v_{i,j}^{n+1} \cdot (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} + \gamma_{i,j+1} \rho_{i,j+1}^{n+1}) / 2.0 +$$

$$\alpha * |v_{i,j}^{n+1}| \cdot (\gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1} - \gamma_{i,j+1} \rho_{i,j+1}^{n+1}) / 2.0 -$$

$$v_{i,j-1}^{n+1} \cdot (\gamma_{i,j-1} \rho_{i,j-1}^{n+1} + \gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1}) / 2.0 -$$

$$\alpha * |v_{i,j-1}^{n+1}| \cdot (\gamma_{i,j-1} \rho_{i,j-1}^{n+1} - \gamma_{i,j} \rho_{i,j}^{n+1}) / 2.0 \}$$

3.3.4

Impulserhaltungsgleichung , Radial

$$\frac{\delta}{\delta t}(\gamma \rho u) + \frac{\delta(\gamma \rho u^2)}{\delta r} + \frac{(\gamma \rho u^2)}{\delta r} + \frac{\delta(\gamma \rho u v)}{\delta z} = - \frac{\delta(\gamma P)}{\delta r} - \gamma R_r$$

3.4

$$\frac{\Delta}{\Delta t}(\gamma \rho u) + \frac{\Delta(\gamma \rho u^2)}{\Delta r} + \frac{(\gamma \rho u^2)}{r} + \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta z} = - \frac{\Delta(\gamma P)}{\Delta r} - \gamma R_r$$

3.5

$$u^{n+1} = u^{n+1} + \frac{\Delta t}{\gamma \rho} \left\{ - \frac{\Delta(\gamma \rho u^2)}{\Delta r} - \frac{(\gamma \rho u^2)}{r} - \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta z} - \right.$$

(1) (2) (3)

$$\left. \frac{\Delta(\gamma P)}{\Delta r} - \gamma R_r \right\}$$

3.6

(4) (5)

$$(1) : - \frac{\Delta(\gamma \rho u^2)}{\Delta r} = \frac{-1}{4 \Delta r} \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \{ (u_{i,j} + u_{i+1,j})^2 +$$

$$\alpha * |u_{i,j} + u_{i+1,j}| (u_{i,j} - u_{i+1,j}) - (u_{i-1,j} + u_{i,j})^2 -$$

$$\alpha * |u_{i-1,j} + u_{i,j}| (u_{i-1,j} - u_{i,j}) \}$$

3.6.1

$$(2) - \frac{(\gamma \rho u^2)}{r} =$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{1}{8 \cdot \Delta r(i-1)} \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \{ (u_{i,j} + u_{i+1,j})^2 + \\
 & (u_{i-1,j} + u_{i,j})^2 + \alpha * u_{i,j} + u_{i+1,j} (u_{i,j} - u_{i+1,j}) \\
 & \alpha * u_{i-1,j} - u_{i,j} (u_{i-1,j} - u_{i,j}) \} \\
 & \qquad \qquad \qquad 3.6.2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (3) : & - \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta z} = \\
 & - \frac{1}{4 \cdot \Delta z} \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \{ (v_{i,j} + v_{i+1,j}) (u_{i,j} + u_{i,j+1}) + \\
 & \alpha * |v_{i,j} + v_{i+1,j}| (u_{i,j} - u_{i,j+1}) - \\
 & (v_{i,j-1} + v_{i+1,j-1}) (u_{i,j-1} + u_{i,j}) - \\
 & \alpha * |v_{i,j-1} + v_{i+1,j-1}| (u_{i,j-1} - u_{i,j}) \} \\
 & \qquad \qquad \qquad 3.6.3
 \end{aligned}$$

$$(4) : \quad - \frac{\Delta(\gamma P)}{\Delta r} = - \frac{\gamma P_{i+1,j} - \gamma P_{i,j}}{\Delta r} \qquad 3.6.4$$

$$\begin{aligned}
 (5) : \quad & - \gamma R_r = \gamma_{i,j} (\rho_{i,j}/2) \xi_{r i,j} ((u_{i,j} + u_{i-1,j})/2) \\
 & \{ ((u_{i,j} + u_{i-1,j})/2)^2 + ((v_{i,j} + v_{i,j-1})/2)^2 \}^{1/2} \\
 & \qquad \qquad \qquad 3.6.5
 \end{aligned}$$

Impulserhaltungsgleichung , Axial

$$\frac{\delta(\gamma \rho v)}{\delta t} + \frac{\delta(\gamma \rho u v)}{\delta r} + \frac{\gamma \rho u v}{r} + \frac{\delta(\gamma \rho v^2)}{\delta z} = - \frac{\delta(\gamma P)}{\delta z} + \gamma \rho g_z - \gamma R_z \quad 3.7$$

$$\frac{\Delta(\gamma \rho v)}{\Delta t} + \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta r} + \frac{\gamma \rho u v}{r} + \frac{\Delta(\gamma \rho v^2)}{\Delta z} = - \frac{\Delta(\gamma P)}{\Delta z} - \gamma \rho g_z - \gamma R_z \quad 3.8$$

$$v^{n+1} = v^n + \frac{\Delta t}{\gamma \rho} \left\{ \begin{aligned} & - \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta r} - \frac{\gamma \rho u v}{r} - \frac{\Delta(\gamma \rho v^2)}{\Delta z} \\ & - \frac{\Delta(\gamma P)}{\Delta r} - \gamma \rho g_z - \gamma R_z \end{aligned} \right\} \quad 3.9$$

(1) (2) (3)

(4) (5) (6)

$$(1) : - \frac{\Delta(\gamma \rho u v)}{\Delta r} = - \frac{1}{8 \cdot \Delta r} \gamma_{i,j} \rho_{i,j}$$

$$\begin{aligned} & \{ (u_{i,j} + u_{i,j+1}) * (v_{i,j} + v_{i+1,j}) + \alpha * |u_{i,j} + u_{i,j+1}| * \\ & (v_{i,j} - v_{i+1,j}) - (u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}) (v_{i-1,j} + v_{i,j}) - \\ & \alpha * |u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}| * (v_{i-1,j} - v_{i,j}) \} \end{aligned} \quad 3.9.1$$

$$(2) : - \frac{\gamma \rho u v}{r} = - \frac{1}{8 \cdot \Delta r(i-1,5)} \gamma_{i,j} \rho_{i,j} *$$

$$\{ (u_{i,j} + u_{i,j+1}) * (v_{i,j} + v_{i+1,j}) + (u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}) *$$

$$(v_{i-1,j} + v_{i,j}) + \alpha * |u_{i,j} + u_{i,j+1}| * (v_{i,j} - v_{i+1,j}) + \\ \alpha * |u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}| * (v_{i-1,j} - v_{i,j}) \} \quad 3.9.2$$

$$(3) : - \frac{\Delta(\gamma \rho v^2)}{\Delta z} = - \frac{1}{4 \cdot \Delta z} * \gamma_{i,j} \rho_{i,j} * \\ \{(v_{i,j} + v_{i,j+1})^2 + \alpha * |v_{i,j} + v_{i,j+1}| * (v_{i,j} - v_{i,j+1}) - \\ (v_{i,j-1} + v_{i,j})^2 - \alpha * |v_{i,j-1} + v_{i,j}| * (v_{i,j-1} - v_{i,j})\} \quad 3.9.3$$

$$(4) : - \gamma \frac{\Delta P}{\Delta z} = - \frac{\Delta P}{\Delta z} - \gamma_{i,j} \frac{p_{i,j+1} - p_{i,j}}{\Delta z} \quad 3.9.4$$

$$(5) : \gamma \rho g_z = \gamma_{i,j} * g_z * \rho_{i,j} \quad 3.9.5$$

$$(6) : - \gamma R_z = - \gamma_{i,j} * (\rho_{i,j} / 2) * \epsilon_{z i,j} *$$

$$(v_{i,j} + v_{i,j+1}) * \{ ((u_{i,j} + u_{i-1,j})/2)^2 + ((v_{i,j} + v_{i,j-1})/2)^2 \}^{1/2} \quad 3.9.6$$

Innere Energiegleichung

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (\gamma p e) + \frac{\Delta(\gamma p e u)}{\Delta r} + \frac{\gamma p e u}{r} + \frac{\Delta(\gamma p e v)}{\Delta z} = -\gamma P \left(\frac{\Delta}{\Delta} + \frac{u}{r} \right.$$

$$\left. \frac{\Delta v}{\Delta z} \right) + \frac{1}{r} \gamma \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta r} - \frac{\Delta}{\Delta r} \gamma \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta r} + \frac{\Delta}{\Delta z} \left(\right.$$

$$\left. \gamma \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta z} \right) + \gamma \dot{Q} \quad 3.10$$

$$e^{n+1} = e^n + \frac{\Delta t}{\gamma \rho} \left\{ - \frac{\Delta(\gamma p e u)}{\Delta r} - \frac{\gamma p e u}{r} - \frac{\Delta(\gamma p e v)}{\Delta z} - \right.$$

(1) (2) (3)

$$\gamma P \left(\frac{\Delta u}{\Delta r} + \frac{u}{r} + \frac{\Delta v}{\Delta z} \right) + \frac{1}{r} \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta r} + \frac{\Delta}{\Delta r} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta z} \right) * \quad (4) \quad (5) \quad (6)$$

$$\left. \frac{\Delta e}{\Delta r} \right) + \frac{\Delta}{\Delta z} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \frac{\Delta e}{\Delta z} \right) + \gamma \dot{Q} \} \quad 3.11$$

(7) (8)

$$(1) : - \frac{\Delta(\gamma p e u)}{\Delta r} = - \frac{1}{\Delta r} \left\{ \left(\gamma_{i,j} - \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} + e_{i+1,j}}{2} * \right. \right.$$

$$\left. u_{i,j} + \gamma_{i,j} - \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} - e_{i+1,j}}{2} * \alpha \right| u_{i,j} - \gamma_{i-1,j} - \rho_{i-1,j} * \quad (7)$$

$$\frac{e_{i-1,j} + e_{i,j}}{2} * u_{i-1,j} - \gamma_{i-1,j} - \rho_{i-1,j} \frac{e_{i-1,j} - e_{i,j}}{2} * \quad (8)$$

$$\left| u_{i-1,j} \right| * \alpha \} \quad 3.11.1$$

$$(2) : -\frac{1}{r} \gamma_{pev} = -\frac{1}{r} \{ \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} + e_{i+1,j}}{2} +$$

$$u_{i,j} + \alpha * \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} - e_{i+1,j}}{2} * |u_{i,j}| \}$$

3.11.2

$$(3) : -\frac{\Delta}{\Delta z} (\gamma_{pev}) = \frac{-\Delta(\gamma_{pev})}{z} = -\frac{1}{\Delta z}$$

$$\{ (\gamma_{i,j} \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} + e_{i,j+1}}{2} v_{i,j} + \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \frac{e_{i,j} - e_{i,j+1}}{2} |v_{i,j}| \alpha$$

$$- \gamma_{i,j-1} \rho_{i,j-1} \frac{e_{i,j-1} + e_{i,j}}{2} v_{i,j-1} - \gamma_{i,j-1} \rho_{i,j-1} \frac{e_{i,j-1} - e_{i,j}}{2} *$$

$$|v_{i,j-1}| * \alpha \}$$

3.11.3

$$(4) : -\gamma_P \left(\frac{\Delta u}{\Delta r} - \frac{u}{r} - \frac{\Delta v}{\Delta z} \right) =$$

$$- \gamma_{i,j} \rho_{i,j} \left\{ \left(\frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{\Delta r} + \frac{u_{i,j} + u_{i,j-1}}{2 \cdot \Delta r(i-1.5)} + \right.$$

$$\left. \left(\frac{v_{i,j} - v_{i,j-1}}{\Delta z} \right) \right\}$$

3.11.4

$$(5) : \frac{1}{r} \gamma \cdot \frac{k}{c_p} \cdot \frac{\Delta e}{\Delta r} = \frac{1}{\Delta r(i-1.5)} \cdot \gamma_{i,j} : \frac{k}{c_p} \cdot$$

$$\frac{e_{i,j} - e_{i-1,j}}{\Delta r}$$

3.11.5

$$(6) : \frac{\Delta}{\Delta r} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \cdot \frac{\Delta e}{\Delta r} \right) = \gamma \frac{k}{c_p} \cdot \frac{\Delta^2 e}{\Delta r^2} =$$

$$\gamma_{i,j} \frac{k}{c_p} \frac{e_{i+1,j} - 2e_{i,j} - e_{i-1,j}}{\Delta r^2}$$

3.11.6

$$(7) : \frac{\Delta}{\Delta z} \left(\gamma \frac{k}{c_p} \cdot \frac{\Delta e}{\Delta z} \right) = \gamma \frac{k}{c_p} \cdot \frac{\Delta^2 e}{\Delta z^2} =$$

$$\gamma_{i,j} \frac{k}{c_p} \frac{e_{i,j+1} - 2e_{i,j} - e_{i,j-1}}{\Delta z^2}$$

3.11.7

$$(8) : \gamma_Q = \gamma_{i,j} Q_{i,j}$$

3.11.8

Alle Größen in den oben beschriebenen konvektiven und nicht konvektiven Termen sind für den Zeitpunkt $n \cdot \Delta t$ zu bestimmen.

Der in den Gleichungen auftretende Faktor α ist ein Wahlparameter, der verschiedene Diskretisierungsformen der Differentialgleichung ermöglicht.

Für $\alpha = 0$ werden die Advektionsterme durch zentrale Differenzen approximiert, für $\alpha = 1$ durch ein second-order-upwind - Verfahren. Eine Kombination beider Approximationen läßt sich für $0 < \alpha < 1$ erreichen.

Der Einfluß der künstlichen Viskosität auf die Lösung kann für α - Werte $\rightarrow 0$ somit vermindert werden. Andererseits besteht dann die Gefahr einer instabilen Lösung. Auf eine geeignete Wahl des α - Wertes wird im weiteren noch eingegangen.

Die durch die Impulserhaltungsgleichung berechneten Geschwindigkeiten erfüllen im allgemeinen nicht die Kontinuitätsgleichung. Bei dem MAC - Verfahren wird dieses durch Druckkorrektur erreicht.

Wenn zum Beispiel die Divergenz der Geschwindigkeit einer Zelle, d.h. die linke Seite der Kontinuitätsgleichung, negativ ist, entspricht dies einem Netto - Strom der Masse in die Zelle, weshalb der Druck der Zelle größer wird. Analog dazu wird der Druck kleiner wenn es einen Netto - Strom aus der Zelle heraus gibt.

Auf diese Weise wird die Divergenz der Geschwindigkeit für jede Zelle zu Null.

Die Druckkorrektur wird iterationsweise durchgeführt, weil beim Korrigieren einer Zelle die Nachbarzellen auch beeinflußt werden.

Die Iteration in NATCON wird durch "Sweeping" der Maschen reihenweise von links nach rechts, und von unten nach oben durchgeführt.

Für jede Zelle wird die Divergenz "D" durch den aktuellen Wert der Geschwindigkeit berechnet.

Die Druckänderung (ΔP) ergibt sich durch die Glg.

$$\Delta P = - D / 2 \cdot \Delta t (1 / \Delta r^2 + 1 / \Delta z^2) \quad 3.12$$

wobei $D = (\hat{\rho}_{i,j} - \rho_{i,j}^n) / \Delta t + \text{div}(\rho \underline{w})_{i,j}$ ist.

Der neue Druck der Zelle ist dann $P_{i,j} = P_{i,j} + \Delta P$

Die Geschwindigkeitskomponenten an den Kanten der Zelle werden bestimmt, um diese Änderung zu reflektieren.

In einigen Fällen kann die Konvergenz der Iteration durch Multiplizieren der ΔP durch einen Over Relaxations-Faktor " τ " beschleunigt werden. Ein oft optimaler Wert für τ ist erfahrungsgemäß 1,8. Auf keinen Fall darf τ größer als 2,0 sein, da dies zu Instabilitäten führt.

3.4 Zusammenfassung von Programmablauf und Berechnungszyklus

Folgende, von Zelle zu Zelle rechnende Prozedur muß durchgeführt werden, um die beschriebenen impliziten Charakteristika erhalten zu können:

1. Die innere Energie von jeder Zelle wird nach der

Energiegleichung für jeden neuen Zeitschritt berechnet.

2. Die Geschwindigkeitskomponenten u und v jeder Zelle werden nach der Impulserhaltungsgleichung für diesen neuen Zeitschritt berechnet bei Benutzung des Drucks des letzten Zeitschrittes.
3. Für jede Zelle wird Divergenz " D " nach folgender Gleichung durch Benutzung der aktuellen Werte der Geschwindigkeiten gebildet.

$$D = (\hat{p}_{i,j} - p_{i,j}^n) / \Delta t + \left\{ \frac{\delta p}{\delta x_k} \frac{\hat{w}}{X_k} \right\}_{i,j} \quad 3.13$$

An dieser Stelle wird die Druckänderung, bezogen auf den Massenstrom, berechnet.

$$\Delta P_{i,j} = - \tau \cdot D \quad 3.14$$

$$p_{i,j}^{n+1} = p_{i,j}^n + \Delta P_{i,j} \quad 3.15$$

Das Zeichen $\wedge$ heißt letzter und aktueller Wert der Größe.

Es muß hier darauf hingewiesen werden, daß die Werte der Dichte in jedem Zeitschritt für jede Zelle durch die folgende Gleichung bestimmt werden:

$$\rho(T) = 9,50076 \text{ E}2 + T (-2,2976 \text{ E}-1 + T (-1,46049 \text{ E}-5 + 5,63788 \text{ E}-9 \cdot T)) \quad 3.16$$

Welche eine experimentell ermittelte Gleichung ist / 4 /.
(Temperatur in Grad Celsius). Siehe Abb. 4 .

4. In einem nächsten Schritt sind die Geschwindigkeits-

komponenten an den Zellwänden zu korrigieren. / 31 /

$$u_{i,j} = u_{i,j} + (\Delta t \cdot \Delta P) / (\Delta r \cdot \rho) \quad 3.17$$

$$u_{i-1,j} = u_{i-1,j} - (\Delta t \cdot \Delta P) / (\Delta r \cdot \rho) \quad 3.18$$

$$v_{i,j} = v_{i,j} + (\Delta t \cdot \Delta P) / (\Delta r \cdot \rho) \quad 3.19$$

$$v_{i,j-1} = v_{i,j-1} - (\Delta t \cdot \Delta P) / (\Delta r \cdot \rho) \quad 3.20$$

Diese Prozedur wird sukzessiv für jede Zelle innerhalb der Berechnungsdomäne abgearbeitet und wiederholt sich so lange, bis die verbleibende Geschwindigkeitsdivergenz D in jeder Zelle (i,j) kleiner als eine vorgegebene Fehlerschranke ϵ ist.

5. Die aktuellen Zeitgrößen werden zu alten Zeitgrößen und die Programmteile 1 bis 5 werden für den nächsten Zeitzyklus wiederholt, so lange, bis der stationäre Zustand oder die vorgegebene Zeitgrenze erreicht ist.
Die Struktur des Computer - Programms ist durch das Flußdiagramm auf der nächsten Seite dargestellt.

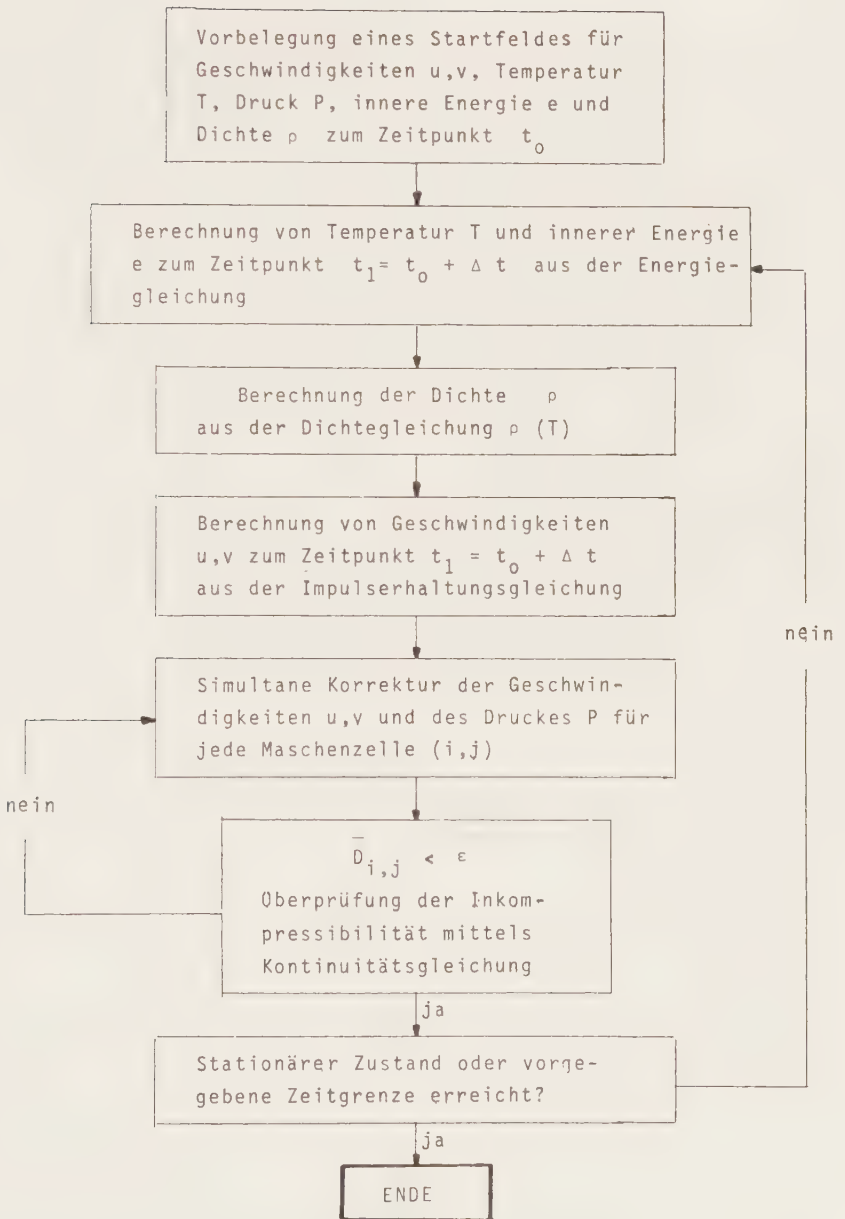


Abb. Flußdiagramm des modifizierten MAC - Verfahrens

3.5 Stabilitätsbedingungen der numerischen Lösung

Bei der Verwendung von numerischen Lösungsverfahren kann es zu Schwingungen der Lösung bezüglich der Zeit-, als auch der Ortskoordinaten kommen. Um diese numerischen Instabilitäten zu vermeiden, existieren beim Marker-and-Cell Verfahren zwei Stabilitätsparameter in Abhängigkeit von den Zellweiten Δr und Δz . Mit ihrer Hilfe werden Restriktionen zur Wahl des Zeitschrittes Δt und des α -Faktors zur Wahl der Diskretisierungsform der Differentialgleichung definiert / 9 /, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen. Weitere Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten eines Gleichungssystems sind aus /32/ zu entnehmen.

Zeitschrittkriterium

Jedes explizite Lösungsverfahren wird durch einen Zeitschritt Δt beschränkt, der die Lösung einer Differentialgleichung von einem Zeitpunkt t_0 in eine zweite Lösung zum Zeitpunkt $t_1 = t_0 + \Delta t$ überführt. Hierzu sei auf die in der Literatur gebräuchlichen Stabilitätsbetrachtungen nach Hirt und von Neumann / 33 / hingewiesen.

Eine erste Restriktion für den Zeitschritt ergibt sich aus der Courant - Bedingung für reibungsfreie hyperbolische Differentialgleichungen.

Sie spiegelt die physikalische Forderung wieder, daß ein Fluidteilchen in einem gegebenen Maschennetz einer Integrationsdomäne nicht mehr als eine Maschenzelle während eines Zeitschrittes Δt passieren darf, da in den Differenzengleichungen nur der Fluidaustausch zwischen direkt benachbarten Zellen erfasst wird / 9 /.

Dies führt zur Bedingung:

$$\Delta t < \min (\Delta r / |u| , \Delta z / |v|)$$

3.21

Aus dem von Neumann'schen Stabilitätskriterium / 33 / ergibt sich eine zweite Restriktion des Zeitschrittes (Diffusionsbedingung):

$$\lambda / \rho c_p \cdot \Delta t \leq 1/2 (1/\Delta r^2 + 1/\Delta z^2) \quad 3.22$$

Diese Einschränkung begrenzt den Zeitschritt, sodaß die Länge der Impulsdiffusion und Wärmediffusion während eines Zeitschrittes kleiner als eine Maschenzelle ist:

$$a = \lambda / \rho c_p \text{ hat einen Wert von ca. } 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$$

Wenn man die Gültigkeit von Gleichungen 3.21 und 3.22 für jede Maschenzelle im Kanal überprüft, so kann die zusätzliche Forderung von HIRT / 10 /, den tatsächlichen Zeitschritt auf $1/3$ bis $1/4$ des nach den Gleichungen 3.21. und 3.22 geforderten Zeitschrittes festzusetzen, vernachlässigt werden, weil diese Bedingung nur im Sinne einer konservativen Abschätzung zu verstehen ist.

α - Kriterium

Die zweite Restriktion zur Stabilität bezieht sich auf die Wahl des α - Faktors der zwischen 0 (zentrales Differenzenschema) und 1 (Donor-Zell Verfahren) variiert werden kann.

In SOLA / 9 / wird hierfür folgende Beschränkung angenommen:

$$\alpha = 1,2 \dots 1,5 \max (| u \cdot \Delta t / \Delta r | , | v \cdot \Delta t / \Delta z |) \quad 3.23$$

Diese Regel besitzt jedoch nur im Zusammenhang mit den in SOLA beschriebenen zusätzlichen Restriktionen für den Zeitschritt Gültigkeit.

Wird α zu klein angesetzt (zentrales Differenzenschema), führt dies zu instabilen Lösungen, andererseits

erzeugen α - Werte um 1 eine unnötig hohe künstliche Viskosität (Upwind Differenzenschema), was zu einer unerwünschten Dämpfung der Lösung führt /32/ .

Ein optimaler Wert für α muß jedoch für jede Geometrie durch numerische Experimente neu bestimmt werden.

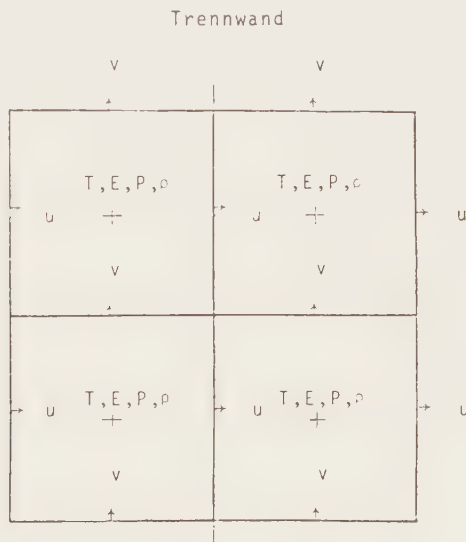
3.6 Randbedingungen

Die numerische Technik, die in diesem Code benutzt worden ist, basiert auf einem Finiten Differenzen Schema, das durch Integration von Erhaltungsgleichungen unter den spezifischen thermo-hydraulischen-Randbedingungen gewonnen wurde.

Es gibt verschiedene Typen von Randbedingungen, die man an der Wand der Berechnungsmaschen verwendet.

Diese Randbedingungen bestimmen die geeigneten Werte für Geschwindigkeitskomponenten, Dichte, Druck, Temperatur und spezifischer innerer Energie an den fiktiven Rand-Zellen, die die Berechnungszelle umgeben.

Die Randbedingungen werden vor und nach jeder Iteration festgelegt.



Die Festlegung der geeigneten Randbedingungen ermöglicht eine eindeutige spezielle Lösung der partiellen Differen-

tialgleichungen.

Die spezielle Widerstandshypothese im Quasi - Kontinuum - Modell hat in zwei wichtigen Aspekten Einfluß auf die Randbedingungen.

1) Verzicht auf die Feinstruktur

2) Wegfall der expliziten Viskositätsterme

Die reale Strömung erfüllt ein Kontinuum, welches von Kerneinbauten mit einer komplizierten, vielfältig berandeten Geometrie unterbrochen ist. Die Haftreibung an der Vielzahl der Oberflächen ist wesentlich für den Druckverlust.

Die zugehörigen Viskositätsterme sind in den Widerstandsfunktionen R_i enthalten und werden nicht explizit berechnet.

Die Randbedingungen können dann am ehesten analog zu denen bei der Behandlung nicht viskoser Fluide angesehen werden.

Das Fluid haftet nicht mehr an den festen Oberflächen des Randes

Abgesehen davon, daß innere Strukturen des Kerns nicht mehr als Berandung eingehen, kann auch an äußeren Rändern, die mit einer Randbedingung versehen werden, keine Haftbedingung mehr hergestellt werden.

Der Beitrag der Haftreibung ist an der Ringraumwand vielmehr in die Widerstandsterme integriert.

Die Radialkomponente der Geschwindigkeit wird an der Ringraumwand null.

Die Axialkomponente der Geschwindigkeit verschwindet nicht an der Ringraumwand.

Die Weite einer Masche zur numerischen Darstellung ist selbst bei der hohen realisierbaren Auflösung von 52×91 Maschen um eine Größenordnung dicker als die Grenzschicht $\lambda/30$.

Andererseits läßt die Vernachlässigung der expliziten Viskositätsterme die Darstellung einer Grenzschicht ohnehin nicht zu.

Die Randbedingungen sind als sogenannte "Free-Slip-Conditions" aufzufassen:

Radialkomponente der Geschwindigkeit = 0
Axialkomponente der Geschwindigkeit = Frei

Free-slip Randbedingungen : $\frac{dV}{dx} = 0$ sowie

die radiale Geschwindigkeitskomponente, Massenstrom und Wärmestrom sind null.

$$\begin{aligned}u_{i,j} &= 0 \\V_{i-1,j} &= V_{i,j} \\p_{i-1,j} &= p_{i,j} \\e_{i-1,j} &= e_{i,j}\end{aligned}$$

Das zweidimensionale Maschengitter in r, z - Geometrie stellt einen repräsentativen Querschnitt durch den Zylinder dar, der an einer Seite von der Symmetrieachse berandet wird.

Die fiktive Masche wird durch die unterschiedliche geometrische Lage der Variablen, Geschwindigkeitskomponenten, der inneren Energie, der Temperatur usw. erforderlich.

Der Schikanenstumpf ist der undurchlässige Teil der Schikane, und die Schikanen sind zur Umlenkung und mäanderförmigen

Strömungsführung des Kühlmittels vorgesehen.

Der Schikanenstumpf erstreckt sich radial über die Ringraum-
ausdehnung und dient zur Blockage der sonst im Ringraum
ungehindert am Kern vorbeiströmenden Masse.

Er wird als feste Berandung aufgefaßt. Dafür muß man ent-
sprechende Randbedingungen angeben.

In die Schikanenstümpfe hat man Rohre eingebaut, welche durch
Rückschlag-Klappen geschlossen werden.

Im normalen Betrieb bei Aufwärtsströmung werden die Löcher
im Schikanenstumpf durch Klappen bedeckt.

Bei Druckumkehr werden die Klappen geöffnet und die Schikanen-
stümpfe werden frei zur Durchströmung.

Die Schikanen setzen sich in der Brutzone in Form von teil-
durchlässigen Abstandshaltern fort.

Je nach Versperrungscharakteristik kann mehr oder weniger
Kühlmittel per Auslegung durchgelassen werden.

Die Widerstandsbeiwerte dieser halbdurchlässigen Schikanen
werden als additiver Term den Widerstandsbeiwerten des Stab-
gitters überlagert.

Es gibt insgesamt fünf Stellen, an denen die Randbedingungen
angegeben werden müssen:

- Symmetrieachse
- Kernwand (Ringraumbegrenzung)
- Schikanen
- Untere Begrenzung, Kerneintritt unter dem Spaltgas-Plenum
- Obere Begrenzung, Oberkante des oberen axialen Blankets

In Fall von Naturumlauf handelt es sich nicht um einen frei
durchströmbaren Querschnitt am Austritt und am Eintritt
(obere und untere Begrenzung).

Hinweis: Die eigentliche Berechnung der Variablen beginnt

erst mit der zweiten Zeile und der zweiten Spalte und endet mit der jeweils Vorletzten, weil die reale Anordnung rundum von fiktiven Maschen umgeben ist.

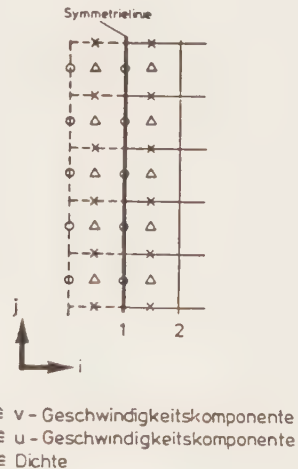
Randbedingungen an der Symmetrieachse:

Im Bild ist ein Gitterausschnitt an der Symmetrieachse dargestellt.

Dies Bild zeigt den realen Rand und die fiktive Masche. Es wird angenommen, daß keine Masse über die Zylinderachse transportiert wird, d.h.:

$$u(i=1,j)=0$$

Gitterausschnitt an der
Symmetrielinie



und das Geschwindigkeitsprofil ist an der Achse spiegelsymmetrisch(symmetriebedingt) d.h.

$$\frac{\delta v}{\delta r} = 0 \quad \text{oder} \quad V(1,j) = V(2,j) \quad \text{für alle } j$$

Und für andere Variablen wie zum Beispiel Druck, Temperatur, Dichte

und innere Energie gelten folgende Gleichungen:

$$P(i,j) = P(i+1,j) \quad \text{für } i = 1 \text{ und alle } j$$

$$T(i,j) = T(i+1,j) \quad \text{für } i = 1 \text{ und alle } j$$

$$\rho(i,j) = \rho(i+1,j) \quad \text{für } i = 1 \text{ und alle } j$$

$$e(i,j) = e(i+1,j) \quad \text{für } i = 1 \text{ und alle } j$$

Randbedingungen an der Ringraumwand:

Die Randbedingungen an der Ringraumwand werden ebenfalls als "Free-Slip-Conditions" aufgefaßt.

Die axiale Komponente der Strömungsgeschwindigkeit an der vertikalen Ringraumwand ist frei und die Radialkomponente verschwindet, d.h.:

$$u(i,j) = 0 \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

$$v(i+1,j) = v(i,j) \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

Für die anderen Variablen an der Ringraumwand kann man schreiben:

$$P(i+1,j) = P(i,j) \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

$$T(i+1,j) = T(i,j) \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

$$\rho(i+1,j) = \rho(i,j) \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

$$e(i+1,j) = e(i,j) \quad \text{für } i = IE \text{ und alle } j$$

Das Bild auf der nächsten Seite zeigt den Gitterausschnitt an der vertikalen Ringraumwand.

$x \hat{=}$ v - Geschwindigkeitskomponente
 $o \hat{=}$ u - Geschwindigkeitskomponente
 $\Delta \hat{=}$ Dichte



Gitterausschnitt an der vertikalen Ringraumwand

Randbedingungen an der obersten und untersten Ebene des Kerns

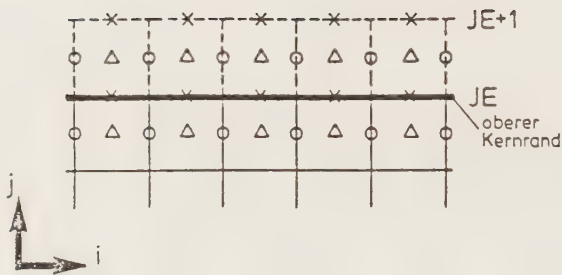
$v(i,1) = 0$ für alle $i = 2$ bis IE
 $u(i,2) = u(i,1)$ für alle $i = 2$ bis IE
 $\rho(i,2) = \rho(i,1)$ für alle $i = 2$ bis IE
 $P(i,2) = P(i,1)$ für alle $i = 2$ bis IE

 $e(i,2) = e(i,1)$ für alle $i = 2$ bis IE
 $T(i,2) = T(i,1)$ für alle $i = 2$ bis IE



$x \hat{=}$ v - Geschwindigkeitskomponente
 $o \hat{=}$ u - Geschwindigkeitskomponente
 $\Delta \hat{=}$ Dichte

Gitterausschnitt zur Definition der Randbedingungen am Eintritt



$x \hat{=}$ v - Geschwindigkeitskomponente
 $o \hat{=}$ u - Geschwindigkeitskomponente
 $\Delta \hat{=}$ Dichte

Gitterausschnitt an der obersten Ebene des Kerns

$$v(i, JE) = 0 \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

$$u(i, JE+1) = u(i, JE) \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

$$P(i, JE+1) = P(i, JE) \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

$$T(i, JE+1) = T(i, JE) \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

$$\rho(i, JE+1) = \rho(i, JE) \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

$$e(i, JE+1) = e(i, JE) \quad \text{für alle } i = 2 \text{ bis } IE$$

Die Schikanen in der Brutzone werden wenig durchlässig angenommen. Die Durchlässigkeit wird durch den axialen Widerstand der Abstandshalter in der Brutzone charakterisiert.

3.7 Wärmedurchgang beim Tauchkühler

Die Wärmeübertragung zwischen zwei strömenden Medien, die durch eine feste Wand voneinander getrennt sind, wird üblicherweise mit Hilfe des Wärmedurchgangskoeffizienten (Wärmedurchgangszahl) h beschrieben, die durch folgende Gleichung definiert ist:

$$d \dot{q} = h (T_a - T_b) \cdot d A \quad 3.24$$

oder

$$\dot{q} = h (T_a - T_b) \cdot A \quad 3.25$$

$\dot{q}$ stellt den durch die Fläche A tretenden Wärmestrom (Wärmemenge/Zeit) dar.

T_a und T_b sind die zweckmäßig definierten Temperaturen der beiden strömenden Medien.

Anmerkung: Bei senkrecht zum Wärmestrom geschichteten, ebenen Wänden ergibt sich der Wärmedurchgangskoeffizient h aus der Gleichung:

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{S_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2} \quad 3.26$$

Hierin bedeuten α_1 und α_2 die Wärmeübergangskoeffizienten zu beiden Seiten einer Wand, die aus n Teilschichten der Dicken S_n und der Wärmeleitfähigkeiten λ_n besteht.

Einfachheitshalber wird angenommen:

$$S_n = 0 \quad \text{oder} \quad \lambda_n = \infty$$

Daraus folgt:

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} \quad 3.27$$

oder

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_b}$$

Wärmeübertragung zwischen dem Natrium im Tank und dem Natrium im Tauchkühler:

$$\phi = h_1 (T_a - T_b) \cdot A_1 \quad \rightarrow \quad T_a - T_b = \frac{\phi}{h_1 \cdot A_1}$$

und die Wärmeübertragung zwischen dem Natrium im Tauchkühler-kreislauf und der Luft lautet:

$$\phi = h_2 (T_b - T_c) \cdot A_2 \quad \rightarrow \quad T_b - T_c = \frac{\phi}{h_2 \cdot A_2}$$

Daraus folgt:

$$T_a - T_c = \frac{\phi}{h_1 \cdot A_1} + \frac{\phi}{h_2 \cdot A_2} = \phi \left\{ \frac{1}{h_1 \cdot A_1} + \frac{1}{h_2 \cdot A_2} \right\} \quad 3.28$$

T_a ist die Temperatur von Natrium im Reaktor

T_b ist die Temperatur von Natrium im Tauchkühler

T_c ist die Temperatur der Umgebung

A_1 und A_2 sind die Wärmedurchgangsflächen

ϕ ist der Wärmestrom = Wärmemenge/Zeit

h_1 und h_2 sind die Wärmedurchgangszahlen

$$\frac{1}{h_1} = \frac{1}{\alpha_{Na}} + \frac{1}{\alpha_{Na}} = \frac{2}{\alpha_{Na}} \quad 3.29$$

$$\frac{1}{h_2} = \frac{1}{\alpha_{Na}} + \frac{1}{\alpha_{Lu}} \quad 3.30$$

Die Wärme, die durch Tauchkühler im Tank abgeführt wird, beträgt:

$$\phi = \text{Wärmestrom} = \Delta T_{\text{Na}} \cdot C_{\text{pNa}} \cdot G_{\text{Na}} \quad 3.31$$

Durch Einsetzen des Wärmestroms in die Gleichung 3.28 folgt:

$$T_{\text{Na}} = \frac{T_a - T_c}{C_{\text{pNa}} \cdot G_{\text{Na}} \left\{ \frac{1}{h_1 \cdot A_1} + \frac{1}{h_2 \cdot A_2} \right\}} \quad 3.32$$

$$T_a = 700 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$T_c = 50 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$h_1 = 65000 \text{ W/m}^2\text{K}$$

$$h_2 = 120 \text{ W/m}^2\text{K}$$

$$A_1 = 3 \text{ m}^2$$

$$A_2 = 1600 \text{ m}^2$$

$$C_{\text{pNa}} = 1258 \text{ J/Kg} \cdot \text{K}$$

$$G_{\text{Na}} = 149 \text{ Kg/Sec}$$

$$\alpha_{\text{Na}} = 112000 \text{ Kcal/m}^2 \text{ h Grad} = 130000 \text{ W/m}^2 \text{ K} \quad /37/$$

$$\alpha_{\text{Lu}} = 100 \text{ Kcal/m}^2 \text{ h Grad} = 120 \text{ W/m}^2 \text{ K} \quad /19/$$

3.8 Diskussion der Berechnungsergebnisse

Zur Berechnung der Naturkonvektion haben wir erst versucht, eine Zirkulation von Natrium zu erzeugen, d.h. Anfangszustand ist nicht das stehende Natrium im Kern, weil die Geschwindigkeitsänderung durch Temperaturerhöhung pro Zeitschritt sehr klein ist.

Nach der Entstehung der Zirkulation wird die Wärme vorwiegend in der Spaltzone zugeführt, gleichzeitig wird aber die gleiche Menge von Wärme durch Tauchkühler abgeführt. Diese Prozedur wird Zeitschritt für Zeitschritt durchgeführt.

In Abb. 15 ist die mittlere Systemtemperatur dargestellt. Unter der mittleren Systemtemperatur versteht man das arithmetische Mittel der Temperatur des gesamten Kerns.

Während der Wärmezufuhr steigt die Temperatur, bis der stationäre Zustand erreicht ist, bei dem die erzeugte Wärme vollkommen abgeführt werden kann.

Die Abb. 16.1 zeigt den Temperaturverlauf des Punktes (10,20). Der Punkt (10,20) liegt im Spaltzone. Die Temperatur der Punkte mit den höchsten Temperaturen während des Programmlaufes sind in Abb. 16.2 dargestellt. Diese liegt fast immer an der letzten rechten obersten Masche der Spaltzone.

Die Schwankungen, die in den Abb. 16.1 und 16.2 gesehen werden, sind zurückzuführen auf wellenartige Wärmezufuhr einerseits und daraus resultierend ein ebensolches Verhalten des Tauchkühlers andererseits. Die Amplitude nimmt, wie man sieht, mit der Zeit schnell ab, bis sich ein stationärer Naturumlauf eingestellt hat. Die Frequenz entspricht der Umlauffrequenz des Kühlmittels.

Die Temperatur des Kerns darf niemals größer als 700°C werden (höchste erlaubte Temperatur), weil es sonst zu werkstofftechnischen Problemen kommt.

Die Berechnungsergebnisse zeigen einen nahezu stationären Zu-

stand, und in dem Zustand liegt die höchste Temperatur 100 Grad Celcius unter der höchsten erlaubten Temperatur.

In den Abb. 20.1 bis 20.14 ist das Temperaturfeld im Laufe der Zeit dargestellt. . Aus diesen Abbildungen können die Entwicklungen und Bewegungen der heißen und der kalten Wellen abgelesen werden.

Die Berücksichtigung der teildurchlässigen Schikanen hat eigentlich nur sehr geringen Einfluß auf die mittlere Systemtemperatur und die höchste Temperatur des Kerns. Bemerkenswert ist vielmehr eine leichte Temperaturerhöhung im Bereich der durchlässigen Schikanen. Das Geschwindigkeitsfeld zeigt hier eine Zirkulation, siehe Abb. 19 .

Im Ringraum befindet sich keine Wärmequelle, weshalb das Natrium, welches den Tauchkühler verläßt, keine wesentliche Temperaturerhöhung erfährt, bis es das untere Plenum erreicht hat (siehe Temperaturfeld). Wenn man jedoch die Temperaturwerte des Natriums im Ringraum beobachtet, sieht man, daß die Temperatur des Natriums während der Rückströmung im Ringraum leicht ansteigt. Als Ursache dafür kann man die relativ große Wärmeleitfähigkeit des Natriums annehmen.

Das Geschwindigkeitsfeld ist in der Abbildung 18 bzw 19 dargestellt. Die Geschwindigkeit des Natriums ist in der radialen Brutzone viel geringer als die Geschwindigkeit in der Spaltzone. Das hat zwei Gründe :

- In der Brutzone wird sehr viel weniger Wärme als in der Spaltzone freigesetzt.
- Die Brutzone hat einen relativ großen axialen Widerstandsbeiwert im Vergleich zur Spaltzone ,

Ursache hierfür ist die Oberlagerung der Widerstandsbeiwerte des Gitters mit den teildurchlässigen Schikanen.

Die teildurchlässigen Schikanen in der Brutzone führen dazu,

daß das Natrium in der Brutzone mit einer kleineren Geschwindigkeit durchströmt.

Die Geschwindigkeit des Natriums in der Spaltzone liegt bei ca. 7 cm pro Sekunde und in der Brutzone bei teildurchlässigen Schikanen unter 1 cm pro Sekunde.

Bei völlig durchlässigen Schikanen liegt die Geschwindigkeit in der Brutzone unter 3 cm pro Sekunde.

Die Berechnungen wurden zunächst für ein kleineres Feld von 22 mal 44 Elementen durchgeführt.

Die Existenz der Schikanen im radialen Blanket führt dazu, daß das Geschwindigkeitsprofil in der Spaltzone nahezu gleichmäßig wird.

Der NATCON-Code besteht aus 33 Unterprogrammen.

Um ein relativ genaues Ergebnis bei kleinem Feld (22x44) zu erreichen , braucht das Programm ca. eine Woche Rechenzeit (ca. 2000 Zeitschritte).

ΔT wird für jeden Zeitschritt nach der Ungleichung 3.21 durch die Subroutine TIMEVD , der Faktor α auch für jeden Zeitschritt nach der Ungleichung 3.23 durch die Subroutine ALFAVD erneut festgestellt.

Die Umlaufzeit des Natriums bei großem Feld (52x91) ist:

Am Rand der Symmetrieachse	49 Sek
In der Mitte der Spaltzone	54 Sek
An der Zonengrenze zwischen Spaltzone und Blanket	77 Sek

3.9 Zusammenfassung

Dieser Teil der Arbeit besteht aus der numerischen Lösung der modifizierten Navier - Stokes - Gleichung und der Kontinuitätsgleichung zur Lösung des Geschwindigkeits- und Druckfeldes, sowie der Energiegleichung zur Bestimmung der Temperaturverteilung. Die numerische Approximation der Differentialgleichungen erfolgt auf der Basis eines modifizierten Marker-and-Cell (MAC) Verfahrens. Die Lösung der so entstandenen Differenzengleichungen erfolgte in einem expliziten Schritt zur Bestimmung neuer Geschwindigkeiten mittels eines Zeitschrittes Δt , sowie einer anschließenden iterativen Korrektur der ermittelten Geschwindigkeits- und Druckterme zur Sicherstellung der lokalen Inkompressibilität. Die Berechnungen wurden dabei auf einem äquidistanten zylindrischen Maschennetz durchgeführt.

Die Untersuchungen zeigen, daß die thermische Belastung des Kerns nach hypothetischen Störfällen durch Abfuhr der Nachzerfallswärme mittels Naturkonvektion des Kühlmittels wirksam begrenzt wird.

Der Schnelle Natriumgekühlte Brutreaktor ist durch die Naturumlaufkühlung im Notkühlfall im Gegensatz zu Leichtwasserleistungsreaktoren inhärent sicher.

Diese vorteilhaften Resultate werden ermöglicht durch die hervorragenden thermodynamischen Eigenschaften des Kühlmittels Natriums.

4. Nachzerfallswärmeabfuhr beim JOYO durch Naturumlauf

In diesem Teil der Arbeit wird das Notkühlsystem des japanischen SBR "JOYO" in Bezug auf Naturumlaufeigenschaften vorgestellt.

JOYO ist ein durch flüssiges Natrium gekühlter, experimenteller Schneller Brutreaktor mit einer Leistung von 100 MW_{th} vom "Loop-Typ". Abb. 21.

Das Hauptkühlsystem besteht aus Primär- und Sekundärteil mit jeweils zwei symmetrischen Loops. Die Reaktorleistung wird durch Zwischen- und Hauptwärmetauscher abgeführt.

Die Hauptpumpen, die vom mechanisch-zentrifugalen Typ sind, sind an der kalten Seite eingesetzt und werden durch Hauptmotor oder Ponymotor betrieben.

Ein Hilfskühlsystem ist an den Reaktortank angeschlossen. Sein Aufbau gleicht dem Hauptkühlsystem, lediglich die Zirkulationspumpe ist vom elektromagnetischen Typ.

Die Funktion des Systems ist Nachzerfallswärmeabfuhr, wenn das Hauptkühlsystem nicht betriebsbereit ist.

Wenn der Hauptmotor der Primärhauptpumpe ausfällt, wird der Reaktor abgeschaltet und die Nachzerfallswärme wird durch Inbetriebnahme des Ponymotors abgeführt. Der Natriumdurchsatz bei Ponymotorbetrieb beträgt 15% des Normaldurchsatzes.

Das primäre Hilfskühlsystem wird automatisch aktiviert, wenn solche Situationen eintreten wie z.B. Ausfall des Ponymotors oder wenn die Natriummenge im Tank den Notspiegel erreicht.

Die Wärmeabfuhrkapazität des Hilfskühlsystems ist $2,6 \text{ MW}$. Wenn das Kühlmittel des primären Hauptkühlsystems für Instandhaltungsarbeiten rund um die Leitungen und Komponenten ausgepumpt ist, wird die Nachzerfallswärme durch das Hilfskühlsystem abgeführt.

In dem Fall , daß das Kühlmittel des Hilfskühlsystems auch ausgepumpt ist , ist die Nachzerfallswärmeabfuhr durch In-Tank-Naturkonvektion möglich.

Die maximale Wärmeabfuhrkapazität in diesem Fall ist 200 KW.

Eine Reihe von Naturkonvektionstests wurden im Jahr 1981 durchgeführt. Das Ziel der Tests war, die Fähigkeit des Naturumlaufs zur Nachzerfallswärmeabfuhr zu bestätigen.

Für die Tests wurde eine Wärmequelle durch nukleare Spaltung bis 200 KW Leistung simuliert.

Die Reaktorleistung und der Gasdurchsatz wurden während des Tests bis zum gewünschten thermischen Punkt geändert.

Stickstoffgas wird als Kühlmittel benutzt. Abb. 22 .

5. Nachzerfallswärmeabfuhr beim SNR-300 durch Naturumlauf

Es wird hier nur die Analyse des Systemverhaltens des SNR - 300 bei verschiedenen Situationen der Nachzerfallswärmeabfuhr im Hinblick auf Naturumlauffeffekte mit dem neuen Konzept verglichen .

Die folgenden Fälle werden beschrieben:

- Wärmeabfuhr nach Abschalten des Reaktors
- Wärmeabfuhr bei Notsituationen
- Ausfall der sämtlichen aktiven Wärmesenken

Das Nachkühlsystem des SNR besteht aus 5 unabhängigen Kühlketten, Abb. 23 .

Die Hauptkühlsystemketten sind fast identisch. Das Kühlmittel wird durch die Pumpe vom Reaktor zum Zwischenwärmetauscher übertragen. Die Wärme wird von dort durch den sekundären Kreislauf zum Dampferzeuger transportiert.

Ein spezielles Nachkühlsystem ist nur innerhalb des Wasser/Dampf-Systems installiert. Normalerweise werden Primär- und Sekundärsystem durch die Ponymotorenbetrieben, die durch ein Notstromnetz elektrisch versorgt werden.

Das Notkühlsystem ist diversitär, räumlich separat und unabhängig vom Hauptkühlsystem gebaut. Es erfüllt die Voraussetzung von 2 x 100% des Nachkühlsystems.

Jede Redundanz besteht aus drei geschlossenen Natriumkreisläufen mit je einem Tauchkühler, welche im Reaktortank eingesetzt sind, und dem Natrium/Luft-Wärmetauscher.

Das Natrium im geschlossenen Kreislauf wird betrieben durch eine EM - Pumpe. Die Nachzerfallswärme wird durch tankinterne Konvektion zum Tauchkühler transportiert.

Das Notkühlsystem wird für folgende Fälle analysiert:

Blockage einer Primärpumpe, Leitungsbruch im Dampferzeuger und Ausfall aller aktiven Wärmesenken.

Durch Untersuchungen wurde gezeigt, daß das transiente Temperaturfeld im Reaktortank während der ersten 100 Sekunden genauso ist wie beim normalen Abschalten.

Ein Übergang auf Naturumlauf findet in allen Natriumkreisläufen statt.

Die Konvektion wird angetrieben durch den Temperaturunterschied der warmen zur kalten Seite, welcher vom letzten normalen Betrieb noch existiert.

Es dauert eine Stunde, bis die Kernaustrittstemperatur wieder die Temperatur des normalen Betriebes erreicht.

90% der Energie, welche während der ersten Stunde produziert wird, wird im Reaktortank gespeichert und verursacht 20 K Erhöhung der mittleren Systemtemperatur.

Die Abbildung 24 zeigt Temperaturverlauf und Natriumdurchsatz nach dem Ausfall aller aktiven Wärmesenken.

6.1 A N H A N G

(Anisotrope Widerstandshypothese)

Bisher wurden die Widerstandsterme R nur pauschal angegeben. Die Interpretation der damit entstandenen Bewegungsgleichungen sollte festgehalten werden.

Druck und Scherspannungen wirken an inneren Fluid-Fluid Oberflächen genauso wie auf Fluid-Struktur Oberflächen. Soweit sie im Fluid selbst wirken, bleiben sie in der Bewegungsgleichung enthalten. Auch der Viskositätsterm bleibt also formal erhalten, wenn er auch gegenüber den Beiträgen zum Impulsverlust an Strukturflächen vernachlässigbar ist. Dieser zweite Beitrag aus Druck und Scherspannungen auf die Oberflächen wird in den Widerstandstermen R zusammengefaßt.

Im Vergleich zur Navier-Stokes Gleichung ist die Formulierung des Quasi-Kontinuums also um R erweitert. Eine folgerichtige Interpretation ist es, den Reaktorkern wie ein Kontinuum aufzufassen, das eine zusätzliche Form des inneren Impulsverlusts erfährt.

Die Theorie des Quasi-Kontinuums liefert lediglich eine Definition dieser Terme, nicht aber eine brauchbare Formulierung. Diese Beschreibungslücke hat BASLER /21/ mit mikroskopischen Lösungen in Einheitszellen des Stabgitters erheblich verringert. Die Reibungsterme können dann durch Integration der Lösung entlang der Staboberfläche bestimmt werden.

$$R_i = \frac{1}{V} \int_{A_{sf}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA$$

Um die ausgeprägte Anisotropie des Stabgitters zu berücksichtigen, hat BASLER schräge Kegelschnitte durch eine Zelle gelegt und in dieser Ebene zweidimensionale Näherungsrechnungen angestellt. Die typische Winkelabhängigkeit konnte so - wie sie auch empirisch gefunden wird - reproduziert werden. Das Lösungsverfahren besteht in der Grundidee aus einer potentialtheoretischen Lösung in der Einheitszelle, deren Strömungsgeschwindigkeit an der Staboberfläche als Randbedingung zur

Lösung der Prandtl'schen Grenzschichtgleichungen um die Ellipsen eingeht.

Daraus läßt sich der Oberflächenreibungsanteil bestimmen. Der gefundene Ablöswinkel wird potentialtheoretisch durch Quellen und Senken rekonstruiert, um so auch den Druckverlauf um den Stab und damit den Formwiderstand zu erhalten.

Die Unterscheidung nach Oberflächenreibung und Formwiderstand erhellt die Anisotropie des Stabgitters. Für achsenparallele Anströmung ist der Formwiderstand identisch null. Das Kühlmittel wird an den Stäben wie an einer ebenen Fläche geführt. Die Oberflächenreibung bestimmt allein den Impulsverlust.

Bei Querströmung ist der Formwiderstand

$$\int p \, n_i \, dA$$

voll ausgeprägt. Er ist für zylindrische Stäbe mit über 90% des Gesamt-Widerstandes dominant. Für Stabgitter der gegebenen Teilungsverhältnisse ($s/d \approx 1,5$) ist der axiale Widerstand ein bis zwei Größenordnungen geringer als der senkrechte Beitrag. Queranströmungen sind also a priori unterdrückt und müssen durch stark lenkende Einbauten erzwungen werden.

Mit zunehmendem Anströmwinkel ϑ wandert der Ablösepunkt auf dem Stabumfang nach vorne. Der Beitrag der Grenzschicht und somit der Oberflächenreibung sinkt.

Eine pragmatische von ZIEGLER /2/ eingeführte Darstellung lehnt sich an das Gesetz von DARCY an, welches Widerstandsbeiwerte ζ mit einer quadratischen Abhängigkeit von Geschwindigkeit zu Druckverlusten verknüpft. Im zylindersymmetrischen Fall gilt mit einem 2×2 Widerstandstensor.

$$\begin{pmatrix} R_r \\ R_z \end{pmatrix} = - \frac{\rho}{2} |\underline{w}| \begin{pmatrix} \zeta_{rr} & \zeta_{rz} \\ \zeta_{zr} & \zeta_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} u = |\underline{w}| \sin \vartheta \\ v = |\underline{w}| \cos \vartheta \end{matrix}$$

Messungen von BÜTTGENBACH/11/und WINTER/16/ bewiesen, daß die Matricelemente nicht als Konstante eingehen, sondern winkelabhängig sind. BÜTTGENBACH gibt für das Stabgitter an

$$\zeta_{rz} = \zeta_{zr} = 0 \quad \zeta_{rr} = \zeta_+ (\sin \vartheta)^{0.9} \quad \zeta_{zz} = \zeta_+ (\cos 0.9 \vartheta)^{-2}$$

Dabei sind ζ_+ und ζ_+ mit der Literatur /19/,/20/,/35/ für reine Parallel- oder Querströmung konsistente Werte.

Im weiteren wird der Korrekturfaktor $f = 0,9$ vernachlässigt. Dann wird der radiale Widerstand nicht durch die Axialkomponente der Strömung beeinflusst, denn es gilt

$$R_r = - \frac{\rho}{2} \sqrt{u^2 + v^2} \zeta_+ \sin \vartheta \cdot u = - \frac{\rho}{2} \zeta_+ u^2$$

Wohl aber wird der axiale Widerstand durch die Größe der Radialkomponente beeinflusst.

$$R_z = - \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2)^{0.5} \zeta_+ \cos^{-2} \vartheta \quad v = - \frac{\rho}{2} \zeta_+ \cos^{-3} \vartheta v^2$$

Dabei ergibt sich ein interessanter Aspekt, der die Vorstellung unterstützt, der offene Kern könne durch mäanderförmige Strömungsführung gekühlt werden. Offensichtlich ist nämlich bei Schrägströmung der Axialwiderstand größer, als wenn reine Parallelströmung vorliegt.

Dieser Effekt fördert die Umlenkung der Strömung im Bereich der Schikanen. Soweit Angeführtes bezieht sich nur auf das Stabgitter. Zusätzliche Kerneinbauten - Abstandshalter, Drossel und Schikanen - müssen in die Beschreibung integriert werden.

Alle diese Einbauten weisen einen erheblichen axialen Widerstand auf, liefern aber gerade im Vergleich zum engen Brennstabgitter radial nur geringe Beiträge. Zur Winkelabhängigkeit liegen keine Daten vor. In einem vorläufigen Ansatz sind die Beiträge der Abstandshalter sicherlich recht gut durch die Axialkomponente der Strömung charakterisiert.

Mit konstanten Widerstandsbeiwerten soll gelten

$$R_z^+ = - \frac{\rho}{2} \zeta_+^+ v^2 \quad \text{Kerneinbauten}$$

Eine realistische Beschreibung der Strömung im offenen Kern hängt nun von sorgfältig ausgewerteten Eckdaten der Literatur für Parallel- und Querströmung ab. Die Abhängigkeit der Widerstände von der Re-Zahl wird bezogen auf die Geometrie des offenen Kerns in Spalt- und Brutzone gesondert berücksichtigt.

Die Widerstandsterme im offenen Kern werden also durch Überlegung der Beiträge von Stabgitter und Einbauten repräsentiert.

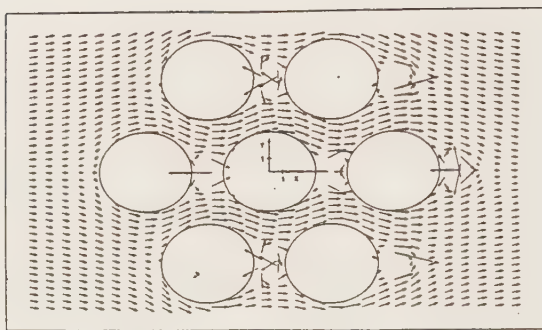
$$R_r = - \frac{\rho}{2} \zeta_+ u^2 \quad R_z = - \frac{\rho}{2} (\zeta_+ |w|^3 v^{-1} + \zeta_+^+ v^2)$$

Der Beitrag der Abstandshalter ist durch den hohen Versperrungsgrad der freien Strömungskanäle gekennzeichnet

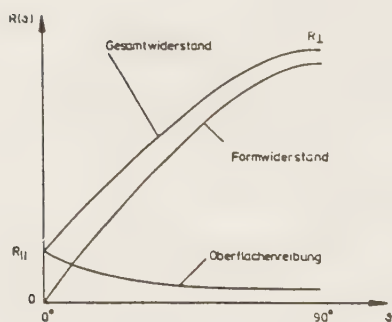
Widerstandsbeiwerte im offenen Kern $\zeta/[m^{-1}]$

Stabgitter	radial	axial	+ Abstandshalter
Spaltzone	240.0	3.0	2.0
Brutzone	185.0	5.9	11.5
Ringraum	20.0	0.5	2.5

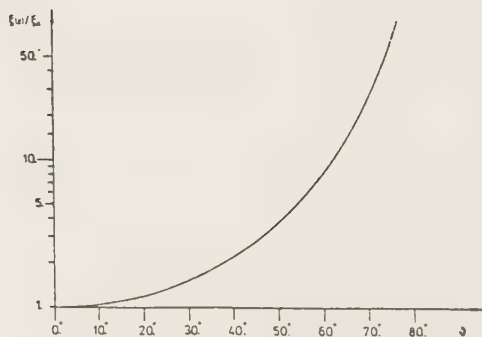
Der Wert von 11.5 für die Brutzone ist als konstruktiver Minimalwert anzusehen, der im Sinne der Auslegung erhöht werden soll.



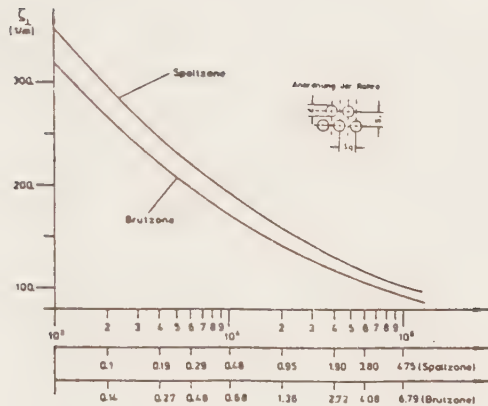
Einheitszelle im Stabgitter unter dem Anström-
winkel $\vartheta = 60^\circ$



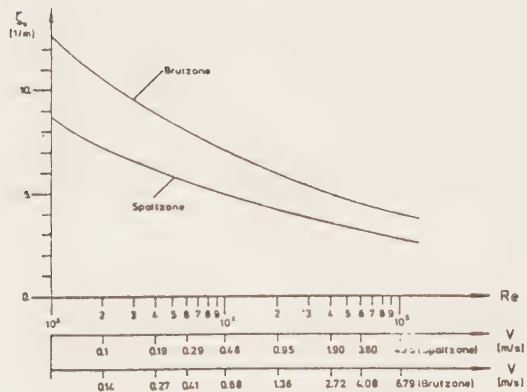
Beitrag von Form- und Oberflächenwiderstand



Winkelabhängigkeit des axialen Widerstands



Radialer Widerstandsbeiwert im offenen Kern



Axialer Widerstandsbeiwert im offenen Kern

6.2 A N H A N G

(Tabelle und Abbildungen)

Natrium als Kühlmittel für SBR

Die Benutzung des Natriums als Kühlmittel für den Schnellen Brutreaktor bringt folgende Vorteile und Nachteile mit sich.

Vorteile:

- Ausgezeichnete Wärmeübertragungseigenschaften
- Niedriger Druck des Systems
- Niedrige Pumpenleistung
- Niedrige Hüllrohrtemperatur
- Mögliche hohe Brutrate
- Mögliche Nachkühlung der Brennelemente durch inhärenten Naturumlauf

Nachteile:

- Radioaktivität (Zwischenwärmetauscher ist erforderlich)
- Ungünstiger Kühlmittel-Reaktivitätsvoidkoeffizient
- Chemische Reaktionen mit Luft und Wasser
- Brennelementwechselprozedur ohne Sicht
- Erstarrung bei Raumtemperatur
- Instandhaltungsarbeit an dem primären System ist durch Radioaktivität behindert

Tabelle 1

Experimentell- und Testreaktoren (SBR)

Reaktor	Land	Zeit, kritisch	ther. Leist. (MW)	el. Leist. (MW)	Kern-Größe (l)	Brenn-element	Kühl-mitt.
CLEMENTINE	US	1946	0.025	-	2.5	Pu Metall	Hg
EBR-I	US	1951	1.2	0.2	6	U Metall	NaK
BR-1/2	USSR	1956	0.1	-	1.7	Pu Metall	Hg
BR-5/10	USSR	1958	5/10	-	17	PuO ₂ , UC/PuO ₂	Na
Downreay (DFR)	UK	1959	60	15	120	U Metall	NaK
LAMPRE	US	1961	1	-	3.2	Flü. Pu	Na
Fermi (EFFBR)	US	1963	200	65	400	U Metall	Na
EBR-II	US	1963	62	20	73	U Metall	Na
Rapsodie	Fra.	1967	40	-	42	UO ₂ -PuO ₂	Na
SEFOR	US*	1969	20	-	566	UO ₂ -PuO ₂	Na
BDR-60	USSR	1969	60	12	60	UO ₂	Na
KNK-2	BRD	1977	58	21	320	UO ₂	Na
JOYO	Jap.	1977	100	-	300	UO ₂ -PuO ₂	Na
FFTF	US	1980	400	-	1040	UO ₂ -PuO ₂	Na
FBTR	Ind.	1986	50	15	55	UO ₂ -PuO ₂	Na
PEC	Ita.	1986	118	-	325	UO ₂ -PuO ₂	Na

* Mit Beteiligung von BRD und Euratom

Tabelle 2: Die Experimentell- und Testreaktoren (SBR)

Prototyp- und Demonstrationreaktoren (SBR)

Reaktor	Land	Zeit kritisch	el. Leis. (MW)	ther. Leis. (MW)	Kern-Größe (l)	Brenn-element	Kühl-mittel	Konfiguration
BN-350	USSR	1972	150	1000	1900	UO ₂	Na	Loop
PHENIX	Fra.	1973	250	568	1300	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
PFR	UK	1974	250	600	1500	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
BN-600	USSR	1980	600	1470	2500	UO ₂	Na	Pool
SUPER PHENIX	Fra.**	1986	1200	3000	10500	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
SNR-300	BRD*	1987	327	770	2300	UO ₂ -PuO ₂	Na	Loop
MONJU	Jap.	1991	300	714	2300	UO ₂ -PuO ₂	Na	Loop
SUPER PHE.II	Fra.	1990	1500	3700	-	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
CDFR	UK	1990	1320	3230	6660	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
SNR-2	BRD	1990	1300	3420	12000	UO ₂ -PuO ₂	Na	Loop
BN-1600	USSR	1990	1600	4200	8800	UO ₂ -PuO ₂	Na	Pool
Demonstration	Jap.	1990	1000	2400	8000	UO ₂ -PuO ₂	Na	Loop

* Mit Beteiligung von Belgien und Holland

** Mit Beteiligung von Belgien, Holland, Italien und BR Deutschland

Tabelle 3: Die Prototyp- und Demonstrationreaktoren (SBR)

		Mark Ia SNR	Offener Kern
Anreicherung 1. Zone	%	22,7	17,9
2. Zone	%	33,3	24,7
Spaltstoffeinsatz	Kg	1455	1060
Reaktivitätsverlust	%	8,32	5,03 (+)
Innere Konversionsrate		0,45	0,64
Nachladungsbedarf	Kg	1318	1187 (++)
Brutfaktor		0,96(1,0)	1,20
Netto Pu-Verbrauch	Kg	-15,65	17,4

Tabelle 4 : Brennelementdaten des neuen Kerns(offener Kern)
zum Referenzkern Mark Ia SNR

Die wirtschaftliche Verbesserung wird in diesen Zahlen un-
mittelbar deutlich

(+) Durch Abbrand über drei Zyklen

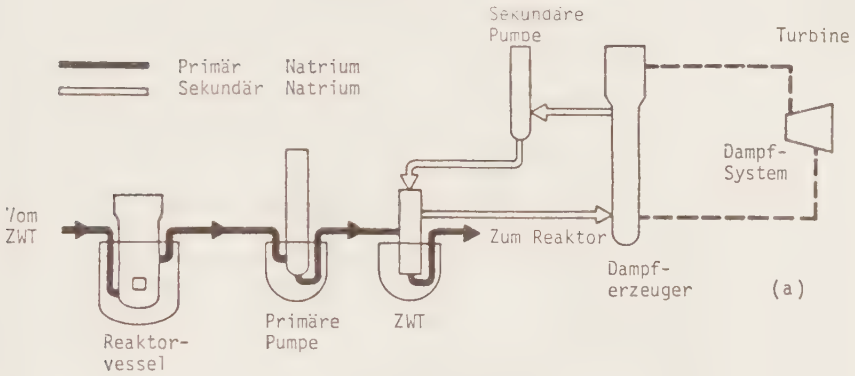
(++) Äquivalentgewicht über drei Zyklen

Tabelle 5 :

Zur qualitativen Erfassung des offenen Kerns seien noch einige
Größen zusammengestellt.

			Spaltzone	Brutzone
Stabdurchmesser	d	mm	6,38	12,34
Mittenabstand	s	mm	8,60	13,72
Hydraulischer				
Durchmesser	d _H	mm	6,403	4,480
Teilung	s/d	-	1,348	1,112
Volumenporosität				
des Natriums		-	0,500	0,266

Loop Konfiguration



Pool Konfiguration

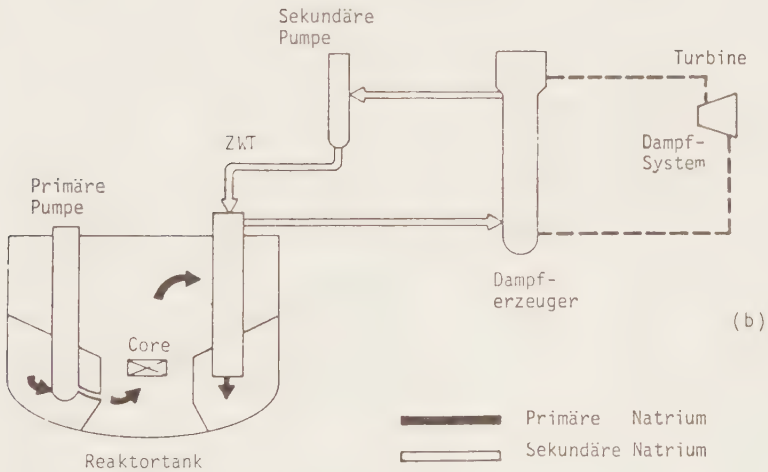


Abb. 1 : Wärmeübertragungssysteme

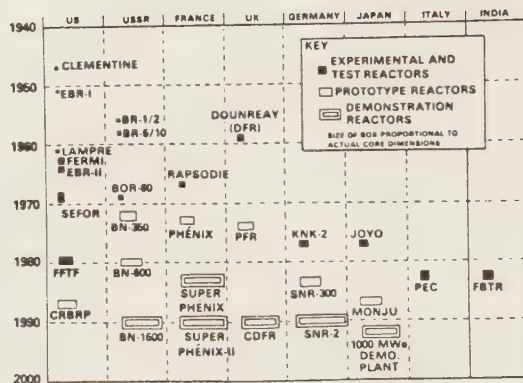


Abb. 2 Die Entwicklung des internationalen Schnellen Brutreaktors /15/ .

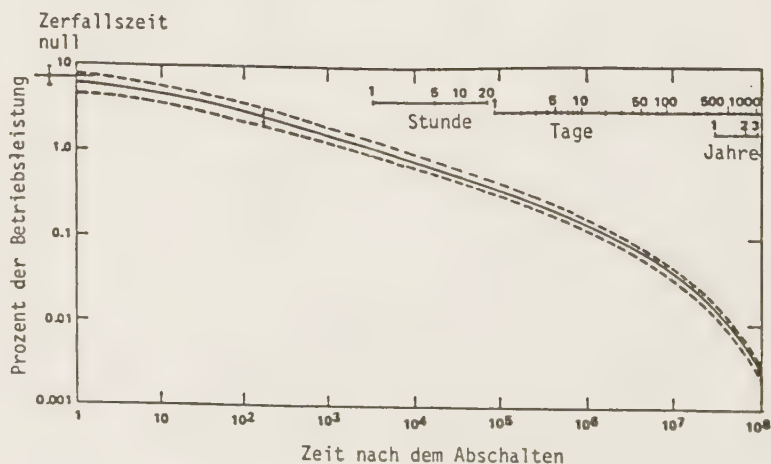


Abb. 3 Zerfallswärme der Spaltprodukte für FFTF. /15/

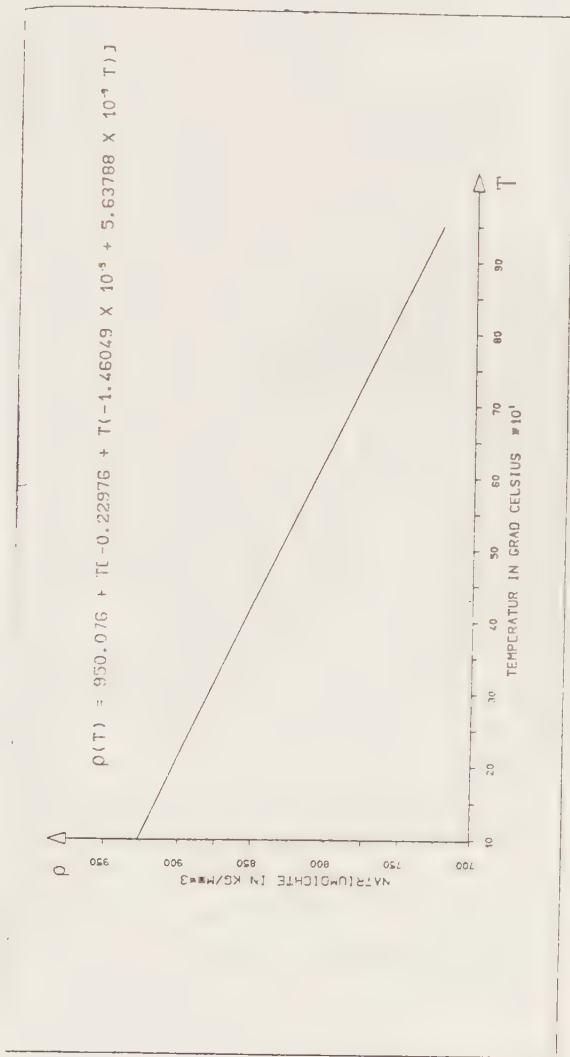


Abb. 4 Die Temperaturabhängigkeit der Natriumdichte /28/ .

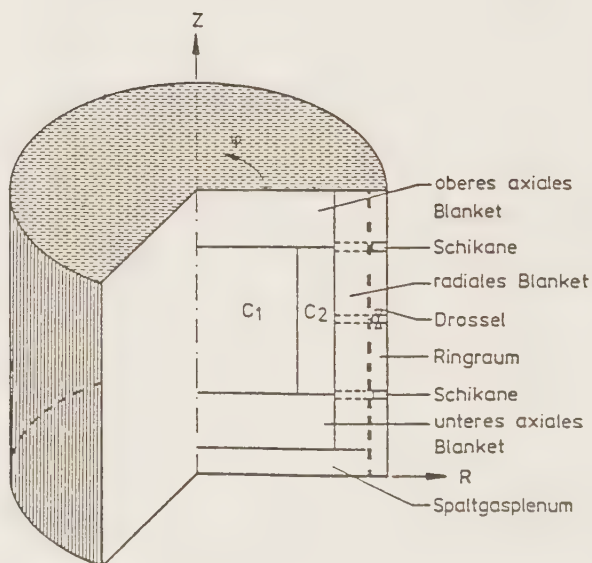


Abb. 5 Geometrie der Kernanordnung im Schnitt einer r,z - Ebene

Im Unterschied zum SNR-300 ist radial zwischen Blanket und Reflektor ein frei durchströmbarer Ringraum vorgesehen.

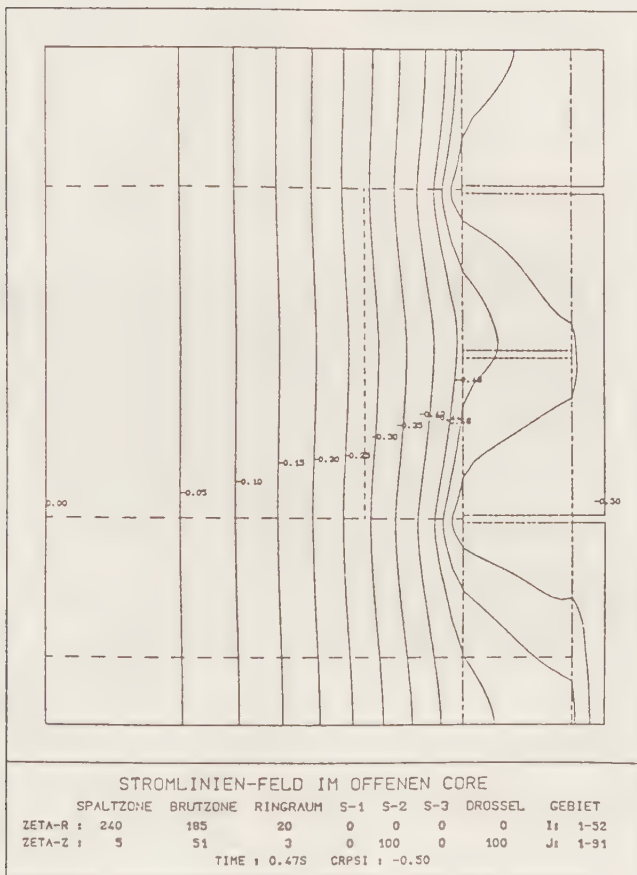


Abb. 6 Extremfall völlig undurchlässiger Schikanen

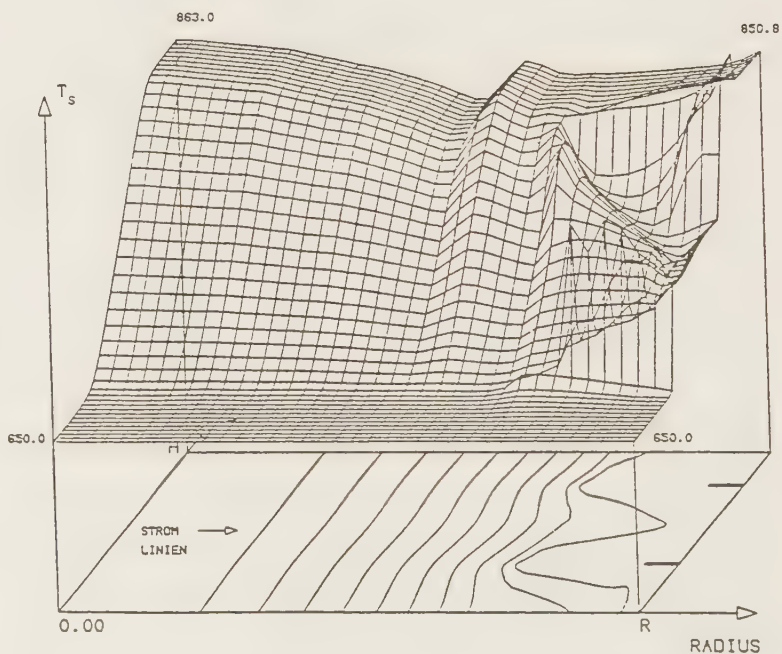


Abb. 7 Stromlinien und Kühlmitteltemperaturen im
Extremfall undurchlässiger Schikanen

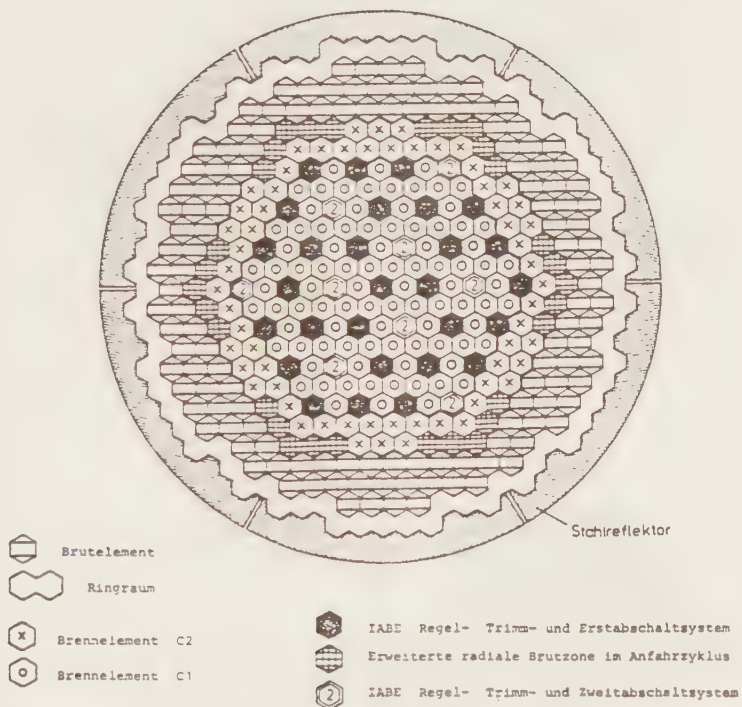


Abb. 8 Elementbelegung im offenen Kern, Positionen im ersten Zyklus

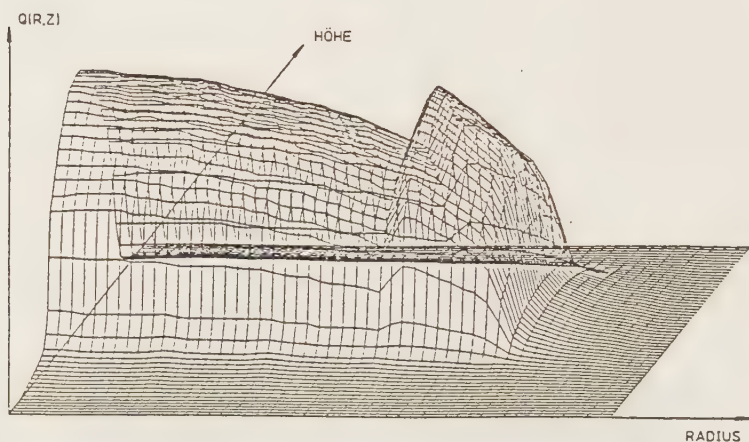


Abb. 9 Korrigierte Leistungsdichteverteilung

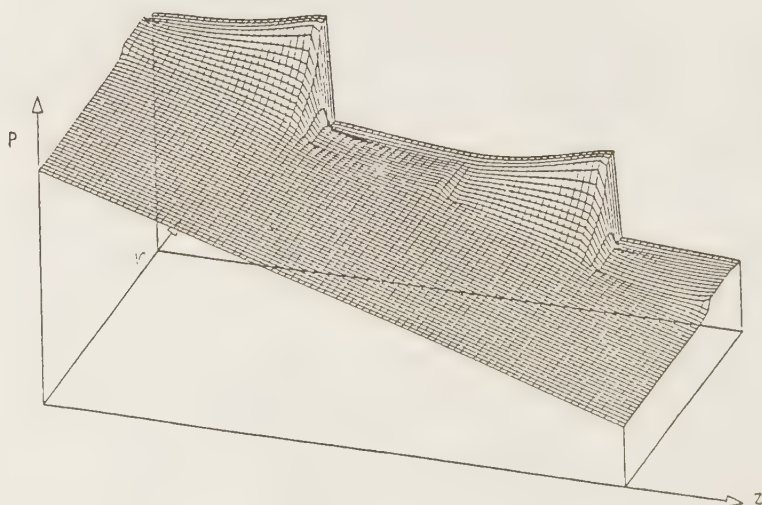


Abb. 10 Typisches Druckfeld im offenen Kern

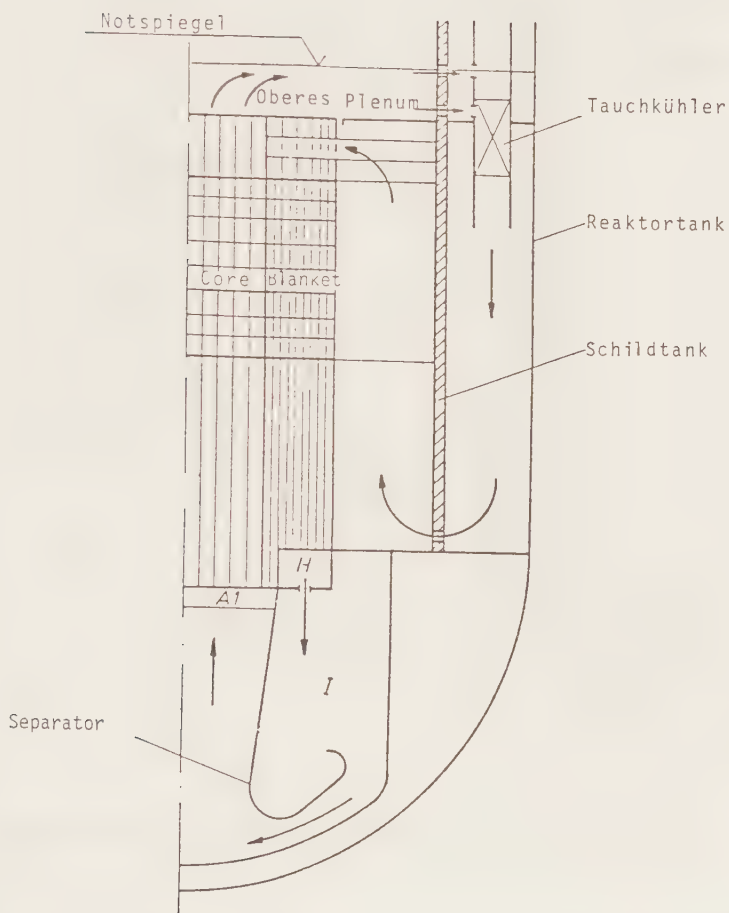


Abb. 11 : In-Tank Naturkonvektion , Strömungsweg, SNR-300

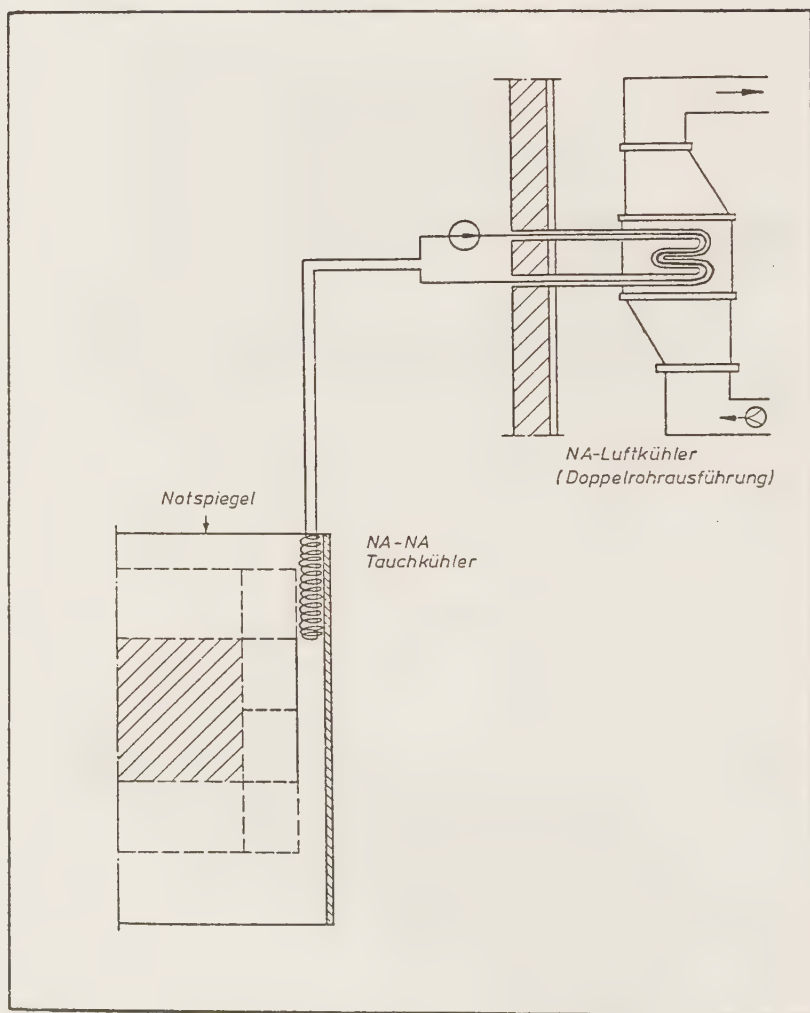
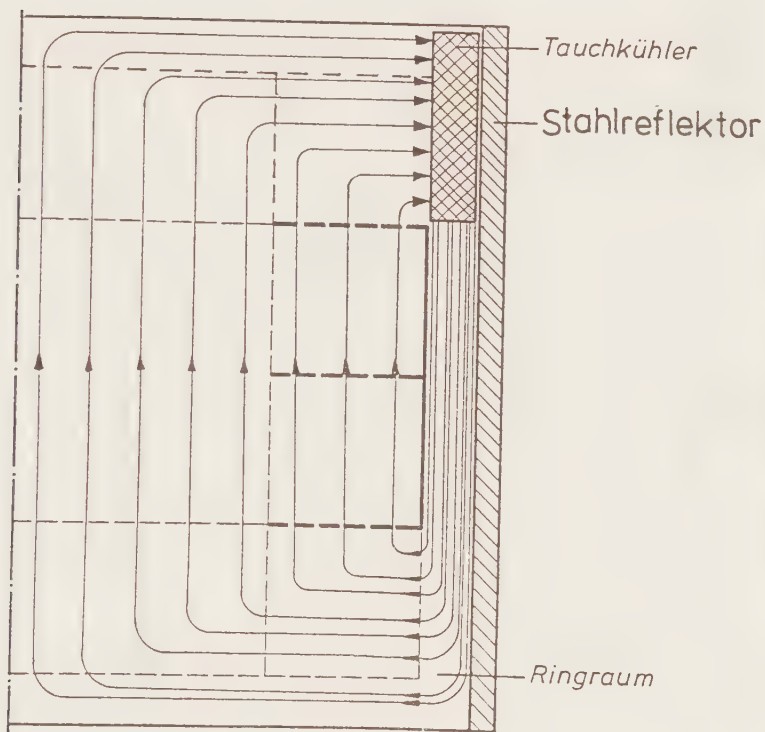


Abb. 12 Das Notkühlsystem des neuen Konzeptes



Zielvorstellung eines optimalen Naturumlaufes

Abb. 13

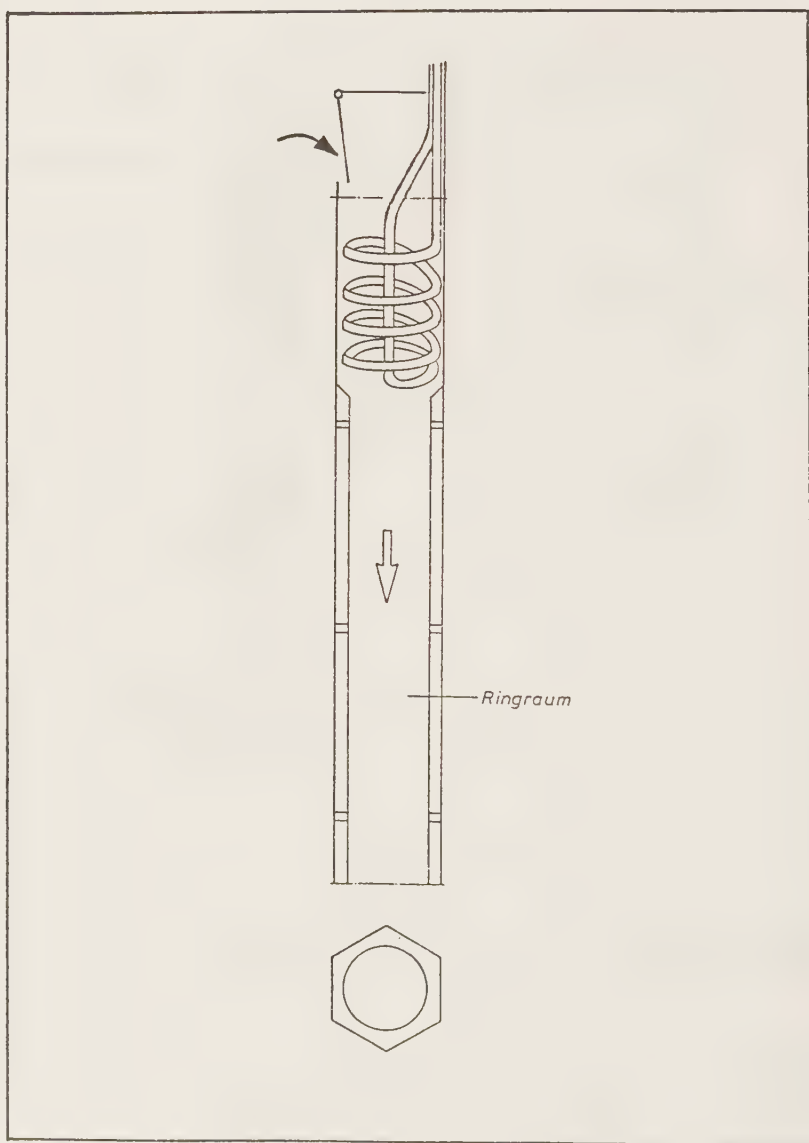


Abb. 14 Der Ringraum und die Lage des Tauchkühlers



Abb. 15 Die Mittlere Systemtemperatur

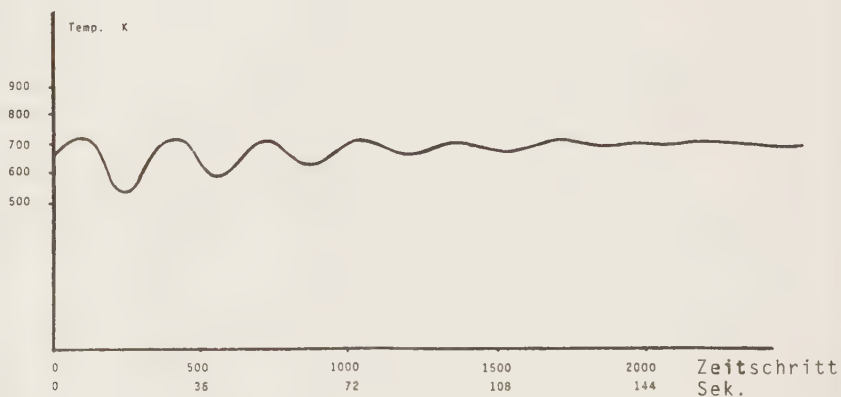


Abb. 16.1 Der Temperaturverlauf des Punktes (10,20)



Abb. 16.2 Die Temperatur der Punkte mit der höchsten Temperatur

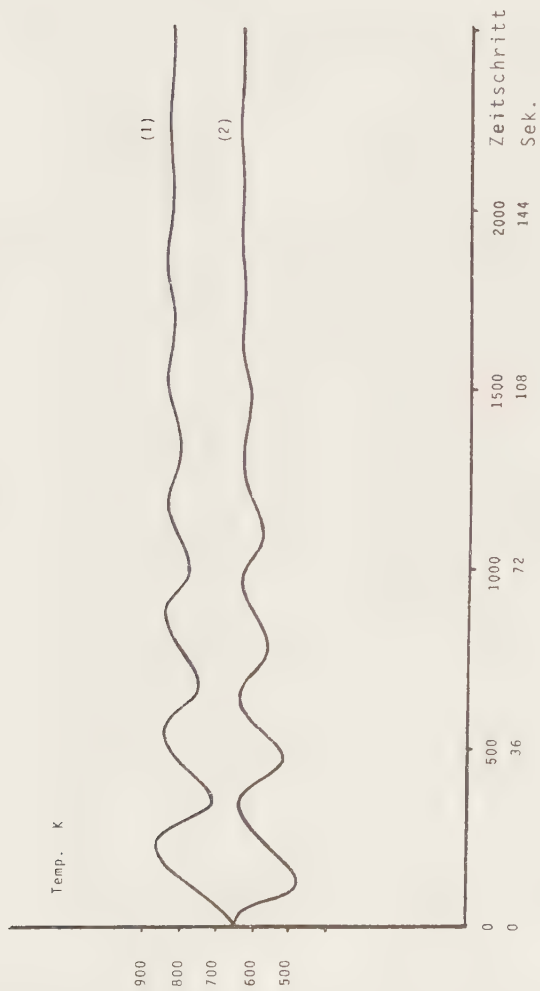


Abb. 17 Die Austrittstemperatur(1) und Eintrittstemperatur(2) des Kerns

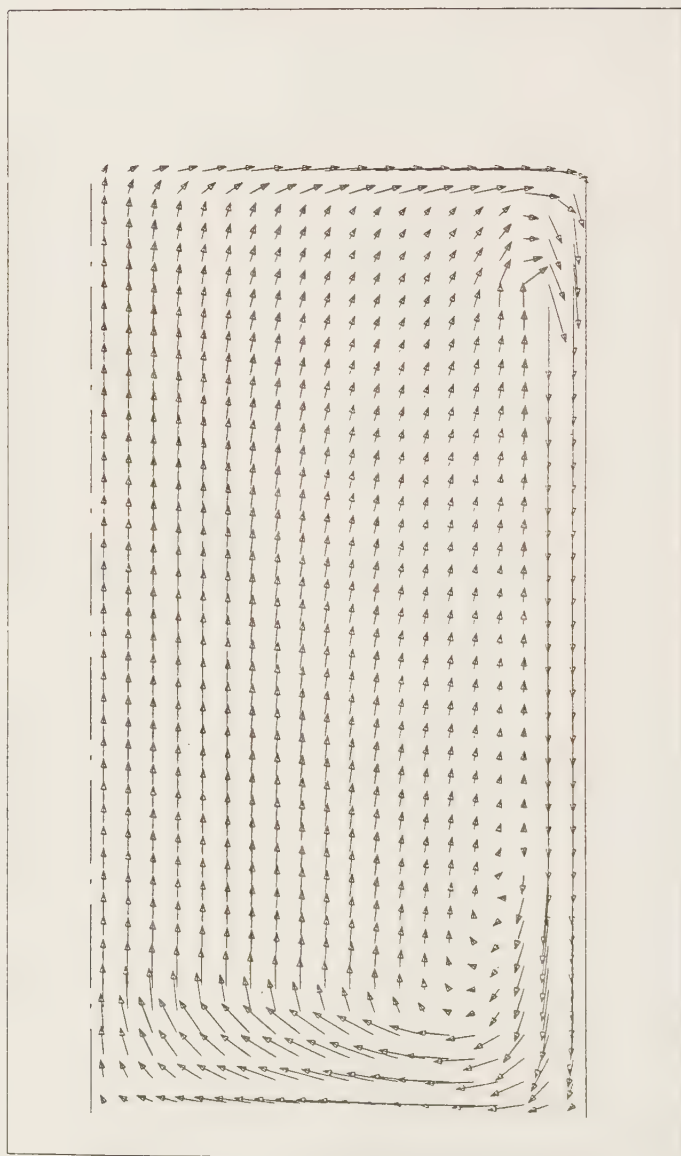


Abb. 18 Das Geschwindigkeitsfeld mit völlig durchlässigen Schikanen

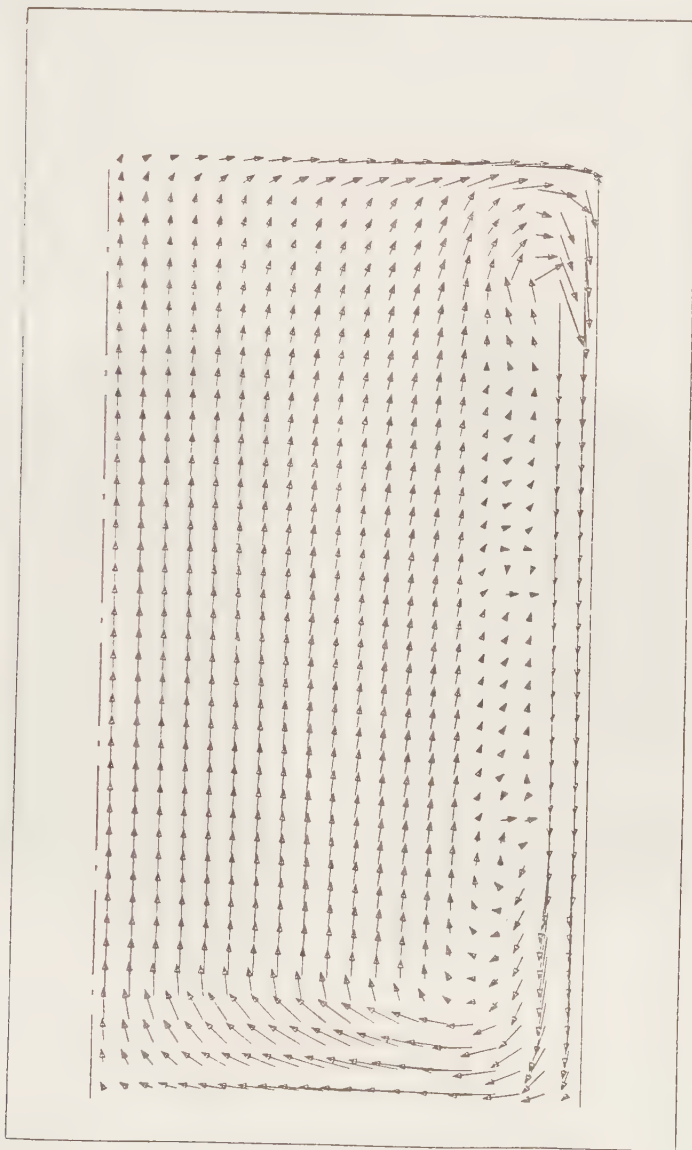
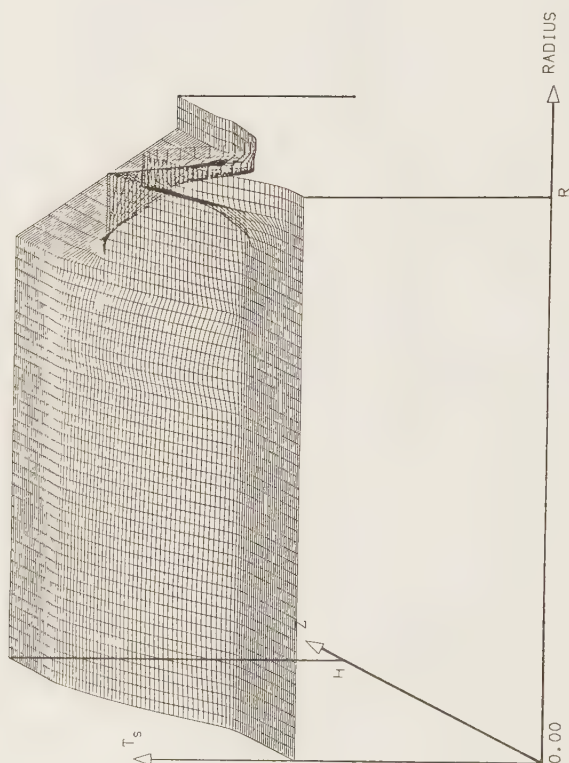


Abb. 19 Das Geschwindigkeitsfeld mit teildurchlässigen Schikanen



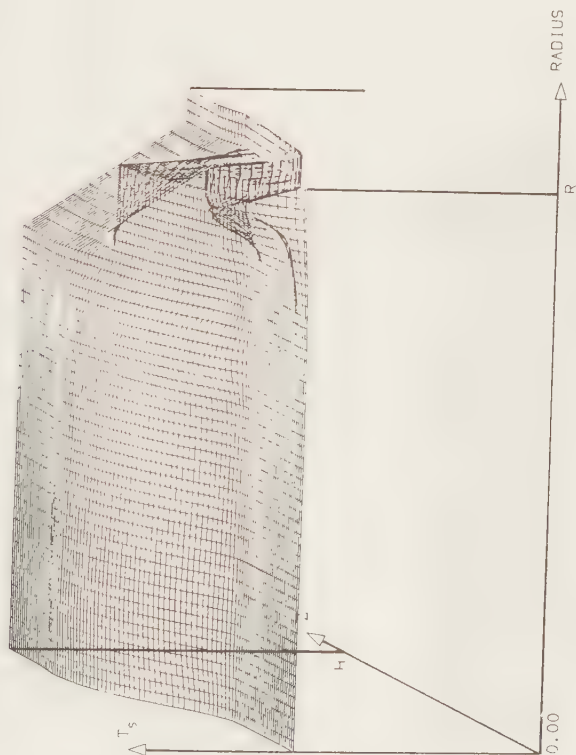
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T(K) = 733.958$

NACHZER.-WERKE $P = 35 \text{ MW}_{Th}$

Zeit: 2 Sek

Abb. 20.1



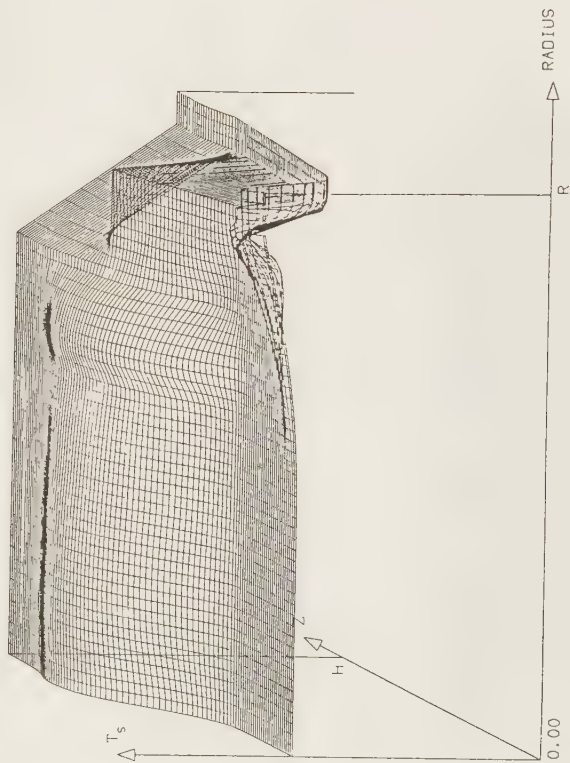
NATRIUM-KUEHLMITTEL-TEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T_s(K) = 736.430$

NACHZER.-WERTHE $P = 35 \text{ MW}$

Zeit: 4 Sek.

Abb. 20.2



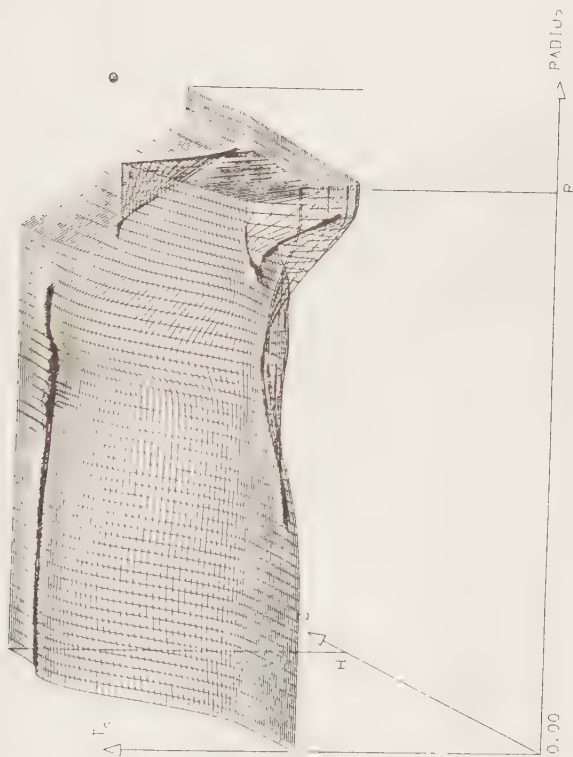
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMSTEMP. $T_s(K)$ = 739.033

NACHZER. WÄRME $P = 35 \text{ MW}_{Th}$

Abb. 20.3

Zeit: 6 Sek.



NATR[UM-KÜHL-MITTELTEMPERATUR

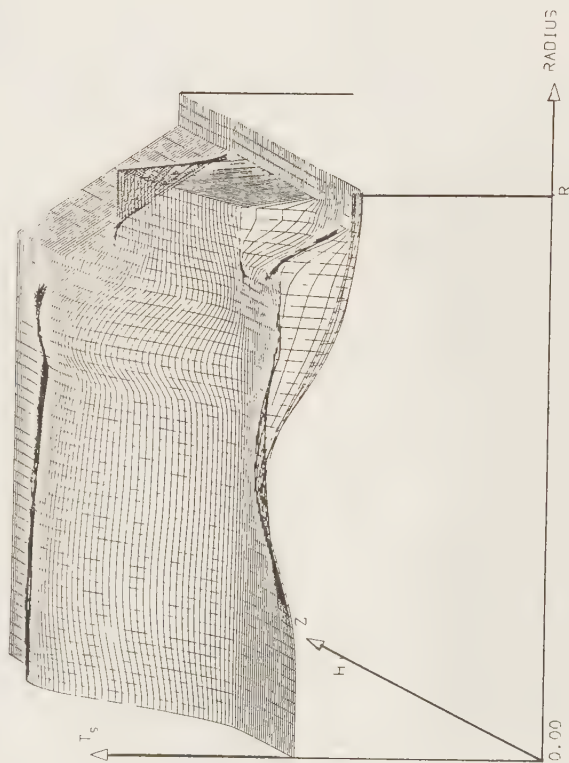
MITTLERE SYSTEMTEMP. $T_{IK} = 742.115$

NACHZER.-WÄRME $P = 35 \text{ MW}_{TH}$

Abb. 20.4

Zeit: 8 Sek.

RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM
LEHRSTUHL FÜR REAKTORTECHNIK
PROF. DR. RER. NAT. A. ZIEGLER



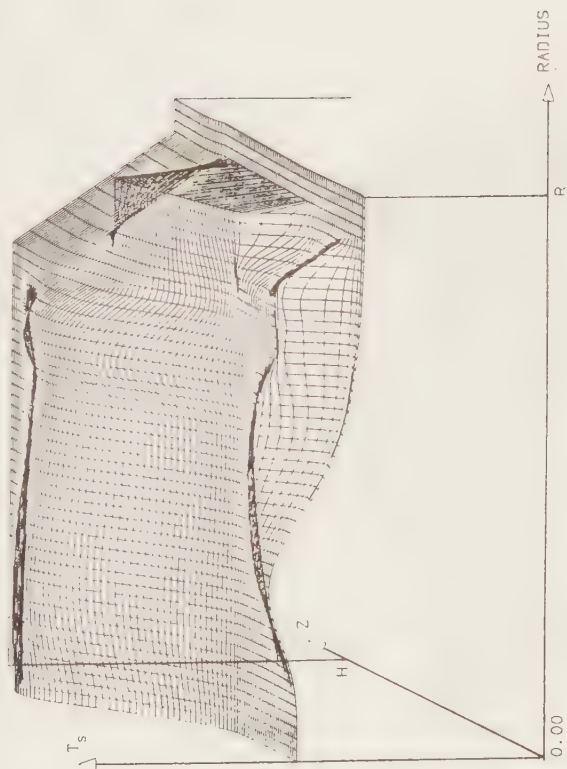
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T(K) = 745,281$

NACHZER.-WAERME $P = 35 MW_{TH}$

Zeit: 10 Sek.

Abb. 20.5



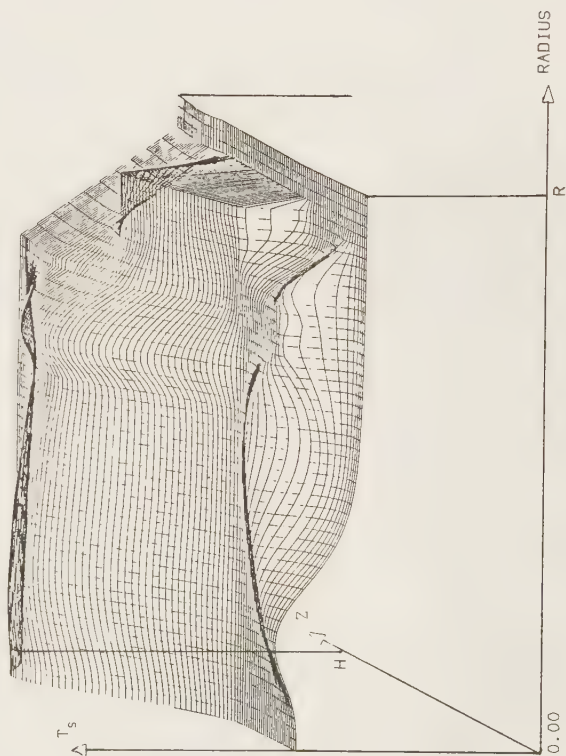
NATRIUM-KÜHLMITTEL-TEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T_{K0} = 720.01$

NACHZER.-WÄRMIE $P = 35 \text{ MW}_{\text{TH}}$

Zeit: 12 Sek.

Abb. 20.6



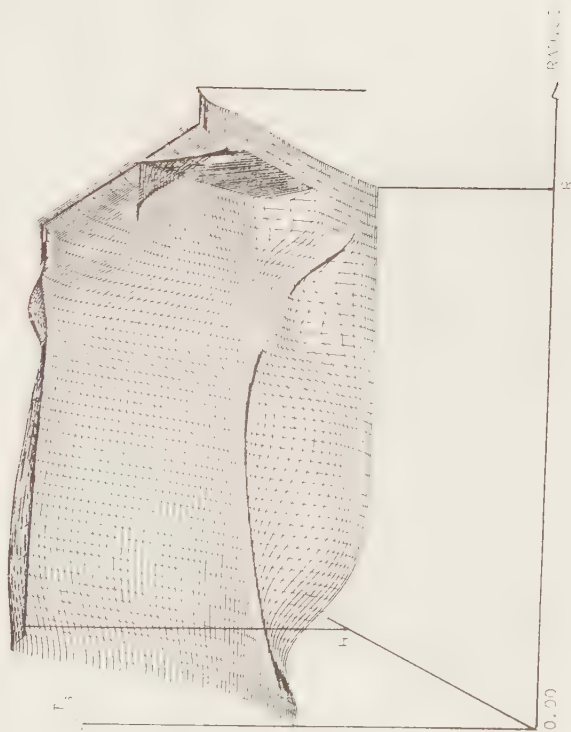
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T(K) = 750.305$

WÄRMED. WÄRMED. $P = 35 \text{ MW}_{th}$

Zeit: 14 Sek.

Abb. 20.7



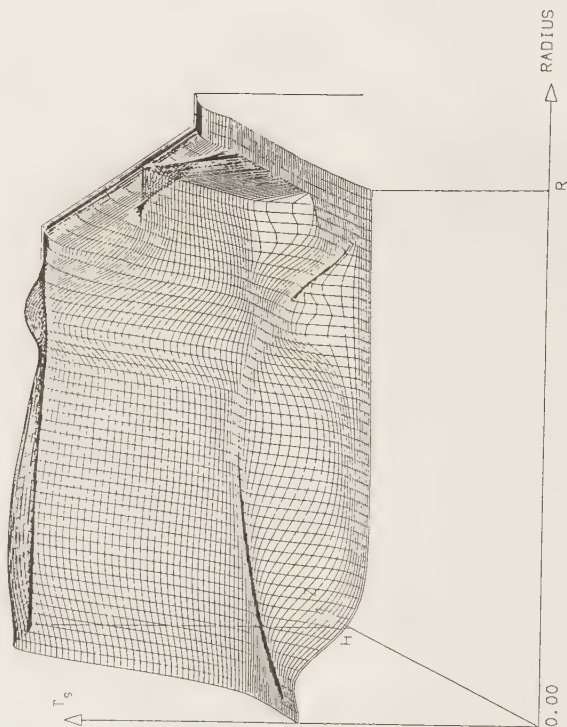
NATRIUM KÜHELMITTELTEMPERATUR

MITTLERL SYSTEMTEMP. (°K) : 752.007

MESSGER. - WÄRMEN P : 35 MJ_{TH}

Zeit: 16 Sek.

Abb. 20.8



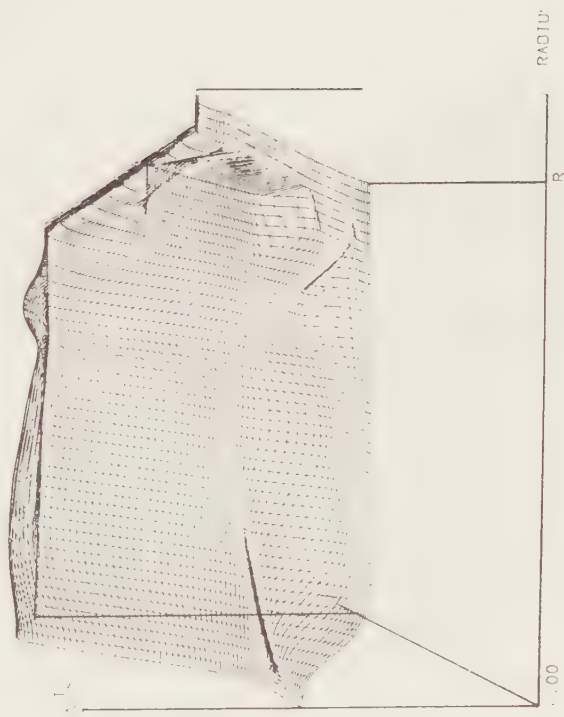
NATRIUM-KOHLENSTOFFTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T(K) = 753.556$

NACHZER.-WÄRME $P = 35 \text{ MW}_{TH}$

Zeit: 18 Sek.

Abb. 20.9



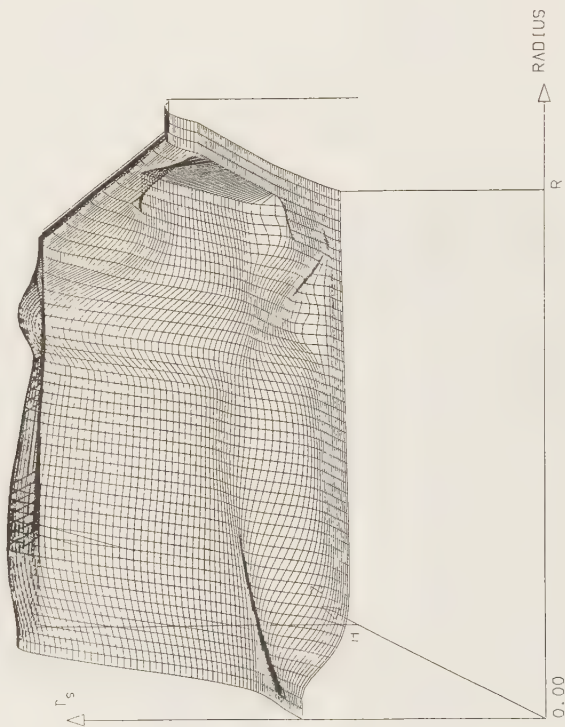
TEMPERATUR

TEMPERATUR

TEMPERATUR

Zeit: 20 Sek.

Abb. 20.10



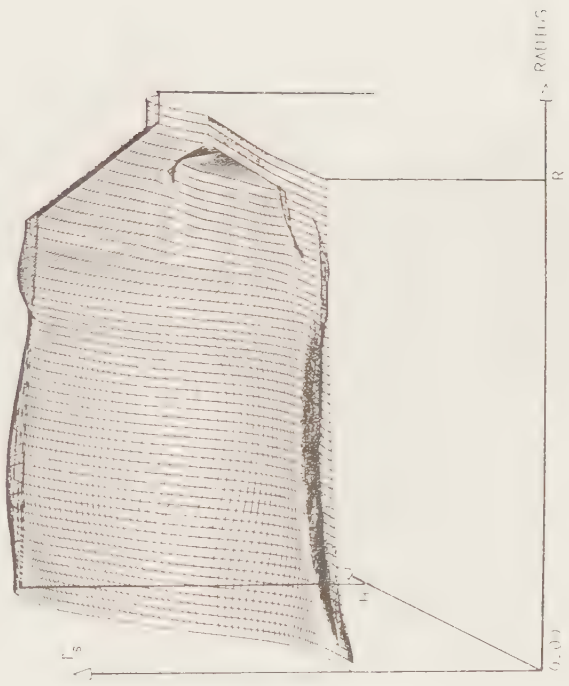
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMSTEMP. $T_s(K) = 770.092$

NACHZER.-WAERME $P = 35 \text{ MW}_{TH}$

Zeit: 22,5 Sek

Abb. 20.11

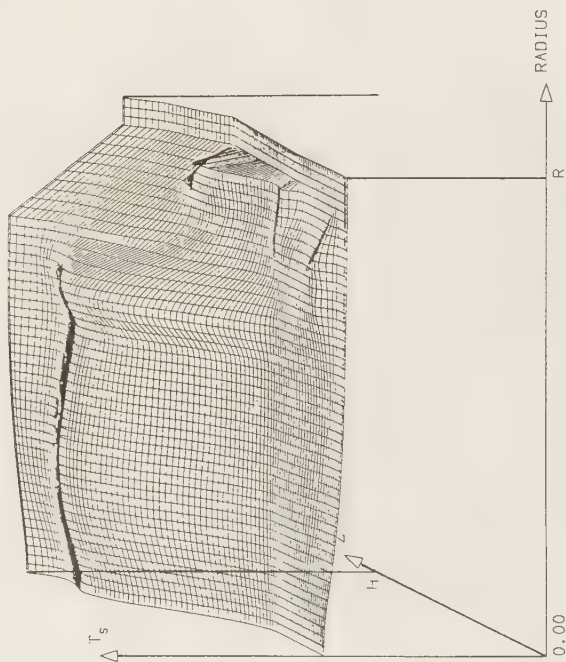


NACH DEM KUEHLMITTELTEMPERATUR

Abb. 20.12

Zeit: 45 Sek

MASSENSYSTEME ZUGANG NACHZUG, WARTUNG, P, J, M, T, U



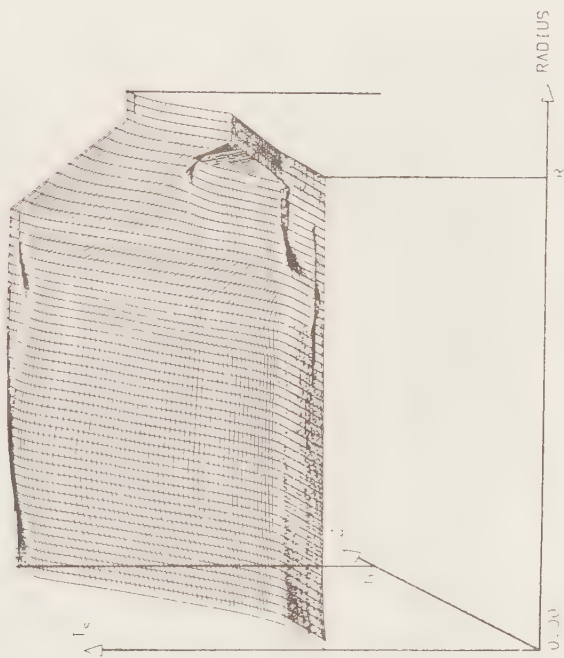
NATRIUM-KUEHLMITTELTEMPERATUR

MITTLERE SYSTEMTEMP. $T(K) = 805.152$

NACHZER.-WAERME $P = 35 \text{ MW}_{TH}$

Zeit: 67,5 Sek

Abb. 20.13



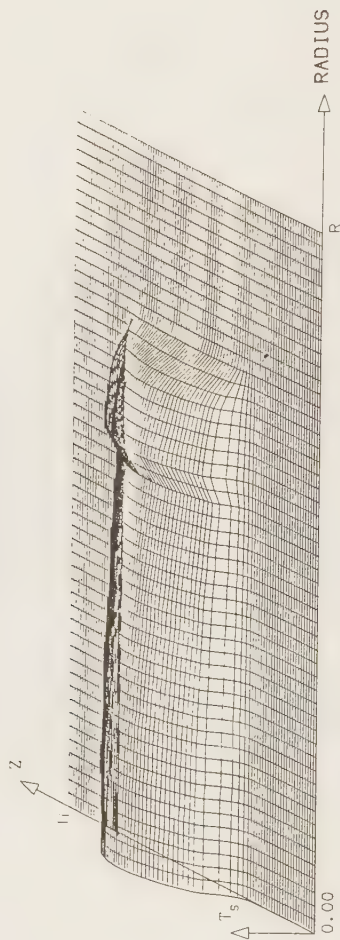
NATRIUM-KÜHELMITTELTEMPERATUR

MITTELHEIT TEMPERATURE, $T(K)$: 800,000

NACHZEICHNUNG: P. J. J. H. M.

Zeit: 90 Sek

Abb. 20.14



LEISTUNGSDICHTEVERTEILUNG

NACHZER., -WÄRMES. P. 35 MW_{TH}

Abb. 20.15

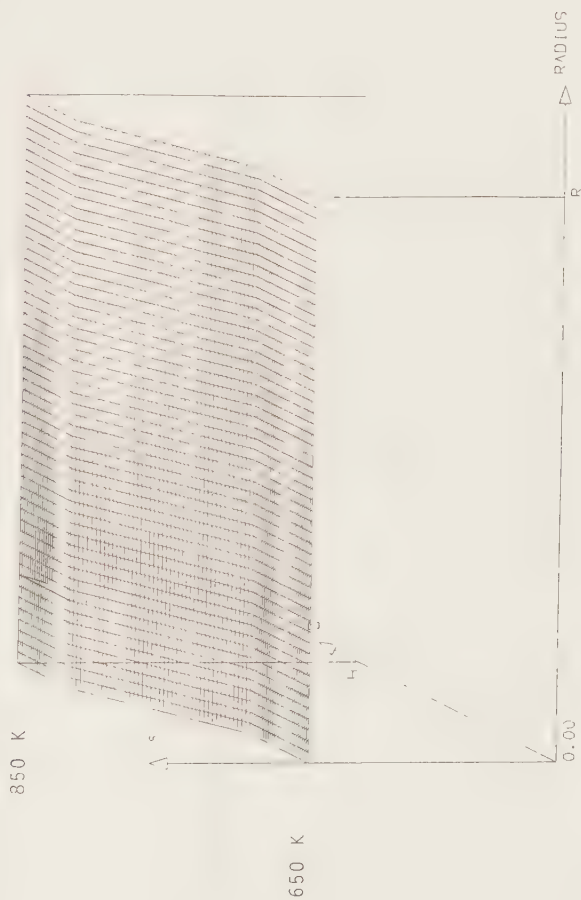


Abb. 20.16

Startwerte der Temperatur

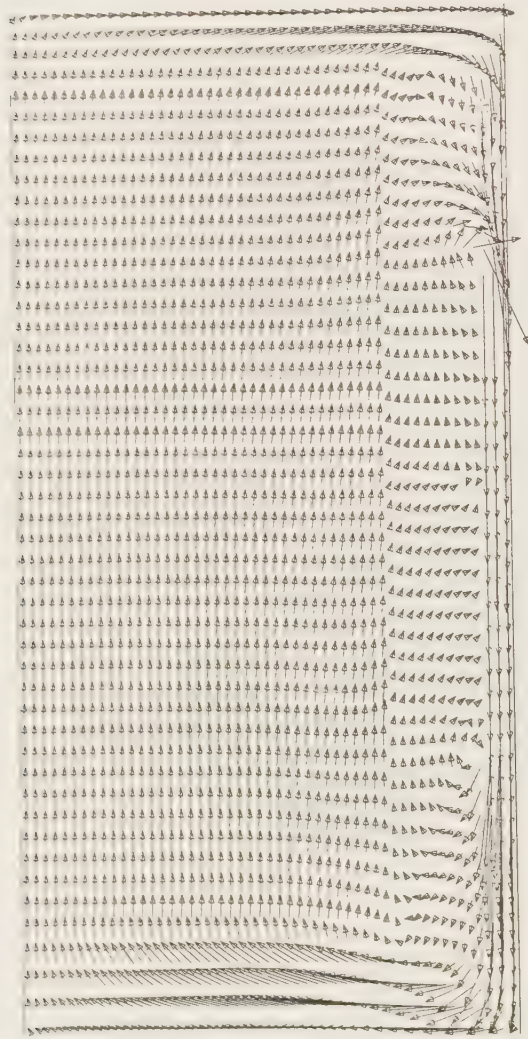


Abb. 20.17 Das Geschwindigkeitsfeld mit teildurchlässigen Schikanen (52x91)

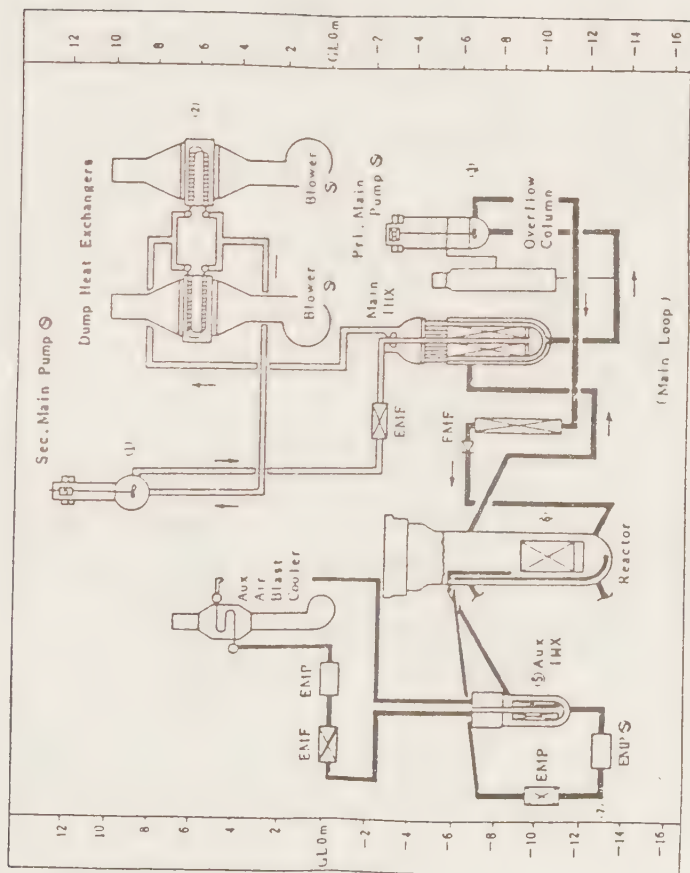


Abb. 21 Konfiguration des Kühlsystems vom JOYO

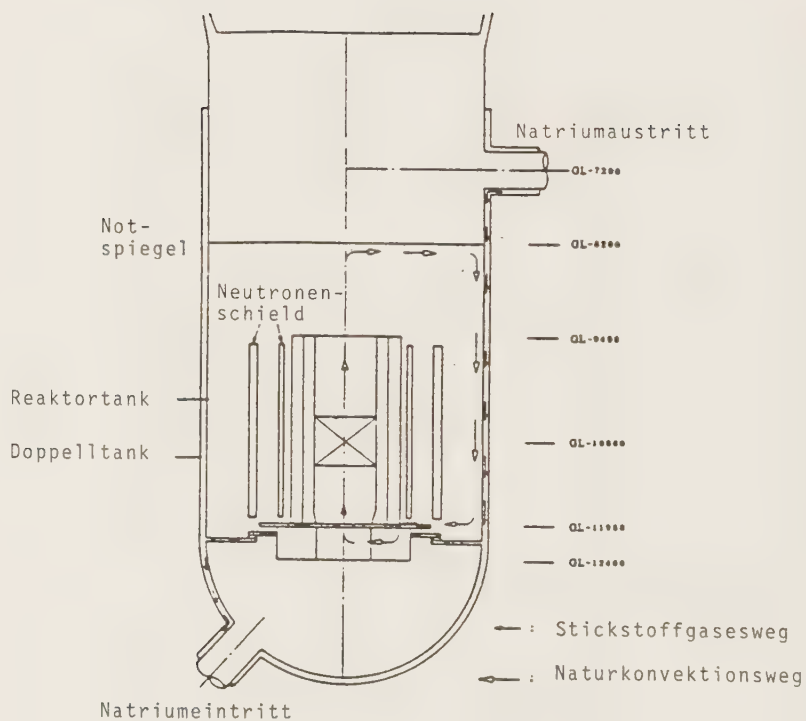


Abb. 22 Naturkonvektionsweg in Reaktortank vom JOYO

SNR - 300

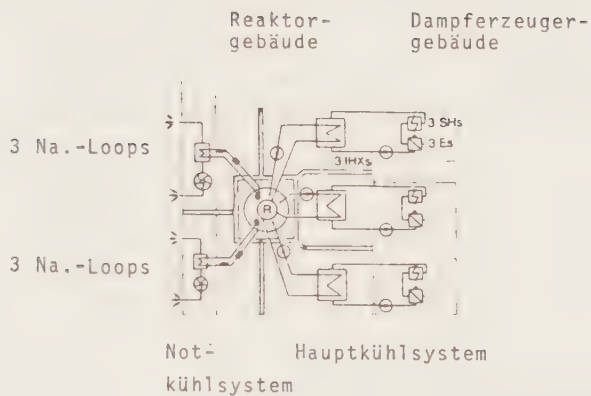


Abb.23 Das Kühlsystem von SNR-300

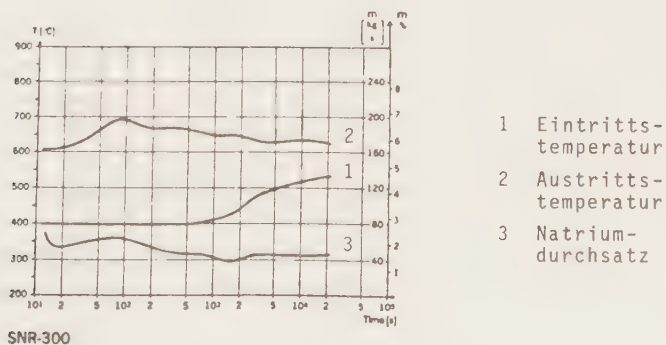


Abb.24 Temperaturverlauf und Natriumdurchsatz nach dem Ausfall der Wärmesenke /24/.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ A.Ziegler
Ein neues Konzept für den natriumgekühlten
Schnellen Brüter
Brennstoff-Wärme-Kraft 35 1983 s. 50 - 55
- /2/ A.Ziegler
Strömungsfeld in Reaktoren mit offenen
Brennelementen
Atomkernenergie 27 1976 s. 120 - 124
- /3/ B.T.Chao, W.T.Sha
Conservation Equations for Finite Control
Volume Containing Single-Phase Fluid with
Fixed, Dispersed Heat-Generating Solids
NUREG/CR-0945 July 1979
- /4/ B.T.Chao, W.T.Sha
Local Volume-Averaged Transport Equations for
Single-Phase Flow in Regions Containing Fixed
Dispersed Heat-Generating Solids
NUREG/CR-1969 April 1981
- /5/ H.M.Domanus, W.T.Sha
COMMIX-2 A Steady/Unsteady Single-Phase/Two-
Phase Three Dimensional Computer Program for
Thermal-Hydraulic Analysis of Reactor Components
NUREG/CR-1807 October 1980 ANL-81-10
- /6/ W.Loer
Untersuchung eines Schnellen Brüter Kerns mit
kastenlosen Elementen anhand einer neutronen-
physikalischen Kernauslegungsrechnung und einer
vergleichenden Bewertung der resultierenden Eigen-
schaften
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1983

- /7/ C.R.Bell, P.B.Bleiweis, J.E.Boudreau, F.R.Parker
L.L.Smith
SIMMER-1 An S_n , Implicit, Multifield, Multicomponent
Eulerian, Recriticality Code for LMFBR Disrupted
Core Analysis
LA-NUREG Informal Report NRC-7 January 1977
Los Alamos Scientific Laboratory
- /8/ F.H.Harlow, J.E.Welch, J.P.Shannon, B.J.Daly
The MAC - Method
Los Alamos Scientific Laboratory Report,
Los Alamos LA-3425, 1966
- /9/ C.W. Hirt, B.D.Nichols, N.C.Romero
SOLA
A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows
Los Alamos Scientific Laboratory Report,
Los Alamos LA-5652, 1975
- /10/ C.W.Hirt, J.C.Cook
Calculating three-dimensional flows around Structures
and over rough terrain
J. Comp. Phys., 10 1972 pp. 324 - 340
- /11/ M.Böttgenbach
Messungen von Strömungsfeldern in engen Stabbündeln
zur Überprüfung einer anisotropen Strömungsfeldtheorie
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1977
- /12/ J.E.Boudrea, C.R.Bell
SIMMER-1 Accident Consequence Calculations
Trans. Am. Nucl. Soc. 27 1977
- /13/ S.Goswami
Entwicklung und Untersuchung eines Steuer - und
Abschaltorgans für einen Schnellen Brutreaktor mit
offenem Kern
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1983

- /14/ M.R.Granziera, M.S.Kazimi
A Two-Dimensional, Two-Fluid Model for Sodium
Boiling in LMFBF Fuel Assemblies
- /15/ A.E.Waltar, A.B.Reynolds
Fast Breeder Reactors
Pergamon Press 1981 ISBN 0-08-025983-9 USA
- /16/ J.Winter
Experimentelle Ermittlung von Stromlinien in einem
engen Brennstabgitter mit Schikanen zur Überprüfung
einer anisotropen Widerstandshypothese
Dissertation, Ruhr Universität Bochum 1978
- /17/ D.Hollenhorst
Experimentelle Bestimmung und Darstellung des
Widerstandstensors für Strömungen durch enge Stab-
gitter
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1983
- /18/ W.T.Sha
An overview of Rod-Bundle Thermal-Hydraulic Analysis
NUREG/CR-1825 November 1980 ANL-79-10
- /19/ VDI-Wärmeatlas Auflage 3 1977
- /20/ I.E.Idel'chik
Handbook of Hydraulik Resistance NTIS
Israel Program for Scientific Translation 1966
- /21/ M.Basler
Theoretische Analyse des Druck- und Geschwindigkeits-
feldes eines schrägdurchströmten Stabbündels als
Grundlage zur Quasi-Kontinuums-Theorie
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1984
- /22/ O.J.Foust
Sodium-NaK Engineering Handbook Volume II
Sodium Flow, Heat Transfer, Intermediate Heat Exchanger,
and Steam Generators
Gordon and Beach, Science Publishers, Inc. 1976

/23/ O.J.Foust

Sodium-NaK Engineering Handbook Volume V
Sodium Purification, Material, Heaters, Coolers,
and Radiators
Gordon and Beach, Science Publishers, Inc. 1979

/24/ A.G.Agrawal, J.G.Guppy

Decay Heat Removal and Natural Convection in Fast
Breeder Reactors
Hemisphere Publishing Corporation 1981

/25/ J.G Guppy, M.Khatib-Rahbar

Proceedings Second Specialists' Meeting on
Decay Heat Removal and Natural Convection in LMFBRs
April 17-19, 1985 Long Island, New York
American Nuclear Society, Inc. 555 North Kensington
Ave. LaGrange Park, IL 60525 USA

/26/ Tagungsbericht, Jahrestagung Kerntechnik'85

Kerntechnische Gesellschaft e.V., Deutsches Atom-
forum e.V. München , 21.-23. Mai 1985

/27/ R.Peyret, T.D.Taylor

Computational Methods for Fluid Flow
Springer- Verlag New York Inc. 1983

/28/ H.Böse

Oberprüfung und Erarbeitung eines numerischen Verfahrens
zur späteren Analyse des Naturumlaufverhaltens eines
Schnellen Brüter Kerns mit offenen Brennelementen
Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1984

/29/ Tagungsbericht, Jahrestagung Kerntechnik'86

Kerntechnische Gesellschaft e.V., Deutsches Atom-
forum e.V. Aachen, April 1986

- /30/ H.Bente
Thermohydraulische Analyse eines neuen Schnellen
Brüter Kerns mit offenen Brennelementen im Hinblick
auf das Störfallverhalten
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1983
- /31/ W.J.Wnek, J.D.Ramshaw et al.
Transient Three Dimensional Thermal-Hydraulic Analysis
of Nuclear Reactor Fuel Rod Arrays General Equations and
Numerical Scheme
Aerojet Nuclear Company November 1975
- /32/ P.Kiehm
Numerische Untersuchung der laminaren Strömungsfelder
und des Wärmeübergangs in einem Kanal mit quereingebautem
Kreiszyylinder
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1986
- /33/ P.J.Roache
Computational Fluid Dynamics
Albuquerque, New Mexico 1976
- /34/ INB Internationale Natrium-Brutreaktor-Bau GmbH
Kernkraftwerk Kalkar (SNR 300)
Anlagenbeschreibung mit Betriebs- und Auslegungsdaten
September 1978
- /35/ K.Rehme
Systematische experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit
des Druckverlustes von der geometrischen Anordnung für
längsdurchströmte Stabbündel mit Spiraldrahtabstandshaltern
Dissertation, Universität Karlsruhe 1967
- /36/ F.Timmermann, H.Vossebrecker
SNR - Emergency Cooling - Heat Transfer Calculations on
In - Tank Natural Circulation with Blanket Back Flow,
Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation,
Int. Conf., Karlsruhe, Germany

/37/ E.F.Hicken

Thermohydraulische Auslegung von Kernreaktoren

Vorlesung an der Ruhr-Universität Bochum

(Lehrstuhl für Reaktortechnik)

Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS) mbH

Köln und Garching

Nomenklatur

a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
c_p	$\text{J}/\text{Kg K}$	Spezifische Wärmekapazität
p	N/m^2	Druck
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
u	m/s	Geschwindigkeitskomponent in r-Richtung
v	m/s	Geschwindigkeitskomponent in z-Richtung
r		Koordinate
z		Koordinate
e	J/Kg	Spezifische innere Energie
Q	W	erzeugte Wärme
k	$\text{W}/\text{m K}$	Wärmeleitfähigkeit
α	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$	Wärmeübergangskoeffizient
ΔP	N/m^2	Druckdifferenz
Δt	s	Zeitschritt
τ	N/m^2	Scherspannung
$\Delta r, \Delta z$	m	Maschenweiten in r, z Richtung
i, j		Laufparameter
h	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$	Wärmedurchgangskoeffizient

Lebenslauf

Ahmad Zahedi , geboren am 28. Mai 1950 in Ghom/Iran

1956-1962 Besuch der Primary-School in Ghom/Iran

1962-1968 Besuch der Din-Danesh and Hekmat High-School in Ghom/Iran

1968-1974 Studium der Fachrichtung Elektrotechnik am Tehran-Polytechnik(University of Amirkabir) in Tehran/Iran.
Abschluß der Bachelor of Science-Prüfung im Mai 1974

1975-1977 Studium der Fachrichtung Reaktortechnik an der Tehran University in Tehran/Iran.
Schwerpunkt:Energietechnik,Nuklear und Thermal
Abschluß der Master of Science-Prüfung(Diplom-Prüfung) im Juni 1977

1980-1983 Studium der Fachrichtung Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum, BR Deutschland.
Schwerpunkt:Energietechnik.
Abschluß der Diplom-Prüfung am 10.08.1983

1970-1972 Verpflichtung zum Militär-Dienst

1974-1975 Projektingenieur bei der Iranian Aluminium Company in Arak/Iran

1975-1979 Projektingenieur bei der Atomic Energy Organization of Iran , Atomkraftwerk Bushehr/Iran

1979-1980 Besuch der Sprachschule "Goethe-Institut" in Freiburg/BR Deutschland

Seit Sep. 1983 Arbeit an der Dissertation am Lehrstuhl für Reaktortechnik, Institut für Energietechnik der Ruhr-Universität Bochum Lehrstuhlinhaber: Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler

